

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

*В. А. АМБАРЦУМЯН, А. А. БОЯРЧУК, Р. Е. ГЕРШБЕЛ
Ю. Н. ЕФРЕМОВ (отв. секретарь),
Б. В. КУКАРКИН (отв. редактор), Д. Я. МАРТЫНОВ,
В. Б. НИКОНОВ, П. Н. ХОЛОПОВ, В. П. ЦЕСЕВИЧ*

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1971

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Под редакцией
В. Б. НИКОНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1974

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора	9
Глава 1. Открытия переменных звезд (Н. Е. Курочкин)	11
§ 1. Способы открытия	11
§ 2. Вероятности открытий переменных звезд.	21
§ 3. Учет дисперсии вероятности открытия	28
§ 4. Полуэмпирические вероятности открытий пе- ременных звезд	31
§ 5. Определение вероятностей открытия по кри- вым блеска	35
§ 6. Эффекты селекции	41
§ 7. Динамика открытий переменных звезд во вре- мени	45
Литература	47
Глава 2. Глазомерные оценки блеска и обработка наблюде- ний переменных звезд (В. П. Цесевич)	49
§ 1. Методы глазомерных оценок блеска . . .	49
§ 2. Обработка глазомерных оценок блеска . .	51
§ 3. Редукция шкал	52
§ 4. Систематические ошибки определений блеска	53
§ 5. Первичная обработка моментов наблюдений	57
§ 6. Построение кривой блеска	58
§ 7. Ложные периоды	61
§ 8. Построение средней кривой блеска	62
§ 9. Определение периодов	66
§ 10. Метод Герцшпрунга	70
§ 11. Изменяемость периодов	75
§ 12. Изменяются ли периоды переменных звезд?	82
§ 13. Способы обработки наблюдений неправиль- ных переменных	87
Литература	90

Глава 3. Фотографическая фотометрия переменных звезд (П. Н. Холопов)	91
§ 1. Введение	91
§ 2. Приборы для определения величин звезд на фотографиях	93
§ 3. Методика построения калибровочных кривых	104
§ 4. Определение величин звезд сравнения по фотографиям	110
Литература	116
Глава 4. Методы фотоэлектрических наблюдений (П. Ф. Чугайнов)	117
§ 1. Общие характеристики фотоэлектрических приемников излучения	117
§ 2. Фотоумножители	121
§ 3. Приемники инфракрасного излучения	127
§ 4. Фотоэлектрический фотометр	133
§ 5. Источники питания, усилители и интеграторы	140
§ 6. Тенденции развития современных фотоэлектрических фотометров	145
§ 7. Атмосферная экстинкция	147
§ 8. Методы определения и учета экстинкции	152
§ 9. Одновременное определение экстинкции и коэффициентов трансформации фотометрической системы	156
§ 10. Дифференциальные наблюдения	159
§ 11. Заключительные замечания	161
Литература	164
Глава 5. Применение приборов фотоэлектронного изображения (электронная фотография, электроннооптические преобразователи, телевидение) (В. В. Прокофьева)	167
§ 1. Введение	167
§ 2. Электронная фотография	168
§ 3. ЭОП с флуоресцирующим экраном	172
§ 4. Телевизионный метод	178
Литература	195
Глава 6. Методы исследования поляризации излучения переменных звезд (Н. М. Шаховской)	199
§ 1. Введение	199

§ 2. Общие положения	200
§ 3. Основные методы измерения поляризации света звезд	206
§ 4. Случайные ошибки и точность измерения па- раметров поляризации	213
§ 5. Систематические ошибки поляризационных измерений	217
Литература	223
Глава 7. Фотометрические системы (В. Л. С т р а й ж и с)	225
§ 1. Введение	225
§ 2. Широкополосные системы	226
§ 3. Среднеполосные системы	242
§ 4. Узкополосные системы	260
§ 5. Сравнение возможностей различных фотомет- рических систем и необходимость стандартной системы	268
§ 6. О многоцветной фотометрии переменных звезд	271
Литература	273
Глава 8. Фотометрические стандарты (А. С. Ш а р о в)	279
§ 1. Введение	279
§ 2. Северный Полярный Ряд	282
§ 3. Региональные фотографические стандарты .	285
§ 4. Региональные фотоэлектрические стандарты	298
Литература	305
Глава 9. Определение периодов изменения блеска перемен- ных звезд с помощью электронных цифровых вычис- лительных машин (П. Н. Х о л о п о в)	307
§ 1. Введение	307
§ 2. Метод Лафлера—Кинмана	308
§ 3. Описание программы, основанной на прин- ципе Лафлера—Кинмана	313
§ 4. Описание программы для определения перио- дов по экстремальным значениям блеска	316
§ 5. Достоинства и недостатки существующих программ	324
Литература	329
Указатель имен	330

ОТ РЕДАКТОРА

В настоящее время методы астрофизических исследований и, в частности, методы исследования переменных звезд находятся в состоянии непрерывного и очень интенсивного развития.

Все большую роль играет электрофотометрия. Начала применяться техника фотоэлектронных изображений — электронно-оптические преобразователи и телевизионная аппаратура. Метод электронной фотографии также нашел применение, если и не для непосредственного наблюдения переменных, то для построения точных фотометрических шкал для слабейших звезд и, в частности, для звезд сравнения. Обнаружение поляризации собственного излучения переменных звезд открыло новое направление в их исследованиях, обеспечив получение исключительно важной информации. Современная техника нашла применение и в такой проблеме, как открытие переменных звезд, а возможности, предоставляемые электронно-вычислительными машинами, успешно используются для решения трудной задачи определения периодов. Но, конечно, с развитием новых методов наблюдения отнюдь не потеряли своего значения такие классические методы наблюдений, как визуальный и тем более фотографический. Только области их применения стали более специализированными.

Необходимость получения однородных рядов сопоставимых наблюдений очень остро ставит вопрос о проведении исследований в точно определенных, оптимальных для решения данных проблем фотометрических системах, что в свою очередь требует создания необходимого числа фотометрических стандартов.

Все эти вопросы нашли отражение в настоящей монографии, составленной коллективом авторов, активно работающих в тех областях, которые они излагают. В ней не затронута, пожалуй, лишь спектроскопия переменных

звезд, но спектроскопические методы изучения переменных не отличаются от методов спектроскопии стационарных звезд, детально изложенных, например, в известном пулковском курсе астрофизики. Исключением является лишь спектроскопия очень быстро меняющих блеск эруптивных звезд. Здесь эффективно применяются электронно-оптические преобразователи. Изложение соответствующей методики нашло место в седьмой главе третьего тома настоящей серии, куда и отсылаем наших читателей.

Настоящая монография — не учебник. Ее задача ввести читателя, имеющего известную подготовку, в курс современной методики, применяемой при исследованиях переменных звезд. Конечно, монография, посвященная такой быстро развивающейся области, в какой-то степени неизбежно устареет к моменту ее выхода из печати. Но мы надеемся, что она, в сочетании с приводимыми в каждой главе списками литературы, поможет читателю быстро ориентироваться в интересующей его области и даст возможность успешно следить за текущей периодической литературой.

В. Б. Никонов

ОТКРЫТИЯ ПЕРЕМЕННЫХ
ЗВЕЗД*Н. Е. Курочкин*

§ 1. Способы открытия

Открытие переменности блеска у звезды может произойти случайно при фотометрических, спектроскопических или астрометрических наблюдениях, но более ценны систематические поиски с целью выявления всех переменных звезд до некоторой предельной звездной величины в избранной области неба. Массовые открытия и исследования переменных звезд стали возможны при помощи фотографии. Для этого нужная область неба регулярно фотографируется при помощи светосильного астрографа. Необходимо получение достаточно полного и длительного ряда фотографических наблюдений. Для поисков переменных звезд отбираются пары фотографий лучшего качества, с хорошим гидированием и наибольшим числом звезд (с наибольшей предельной звездной величиной). Эти фотографии затем сравниваются между собой участок за участком, для чего применяются специальные способы или инструменты.

Наиболее распространенным прибором для сравнения звездных фотографий является блинк-микроскоп (блинккомпаратор). Возможны различные варианты конструкции этого прибора (Блажко, 1933, 1934). Наиболее универсальной конструкцией обладает стерео-блинк-компаратор фирмы Цейсс (рис. 1). Сравнимые фотографии помещаются здесь в специальные рамки 1 и укрепляются зажимными винтами 2. При помощи системы призм и объективов 3 изображения идентичных участков двух фотографий совмещаются в поле зрения окуляра 4 и рассматриваются наблюдателем при увеличении от 8 до 13 раз. Для совмещения изображений звезд имеется возможность с помощью винтов 5 повернуть рамки 1 вместе с пластинками

на любой угол, а также сдвигать одну пластинку относительно другой поступательно на небольшое расстояние с помощью винта 6, что иногда оказывается необходимым, если изображения ведущих звезд в центрах пластинок не

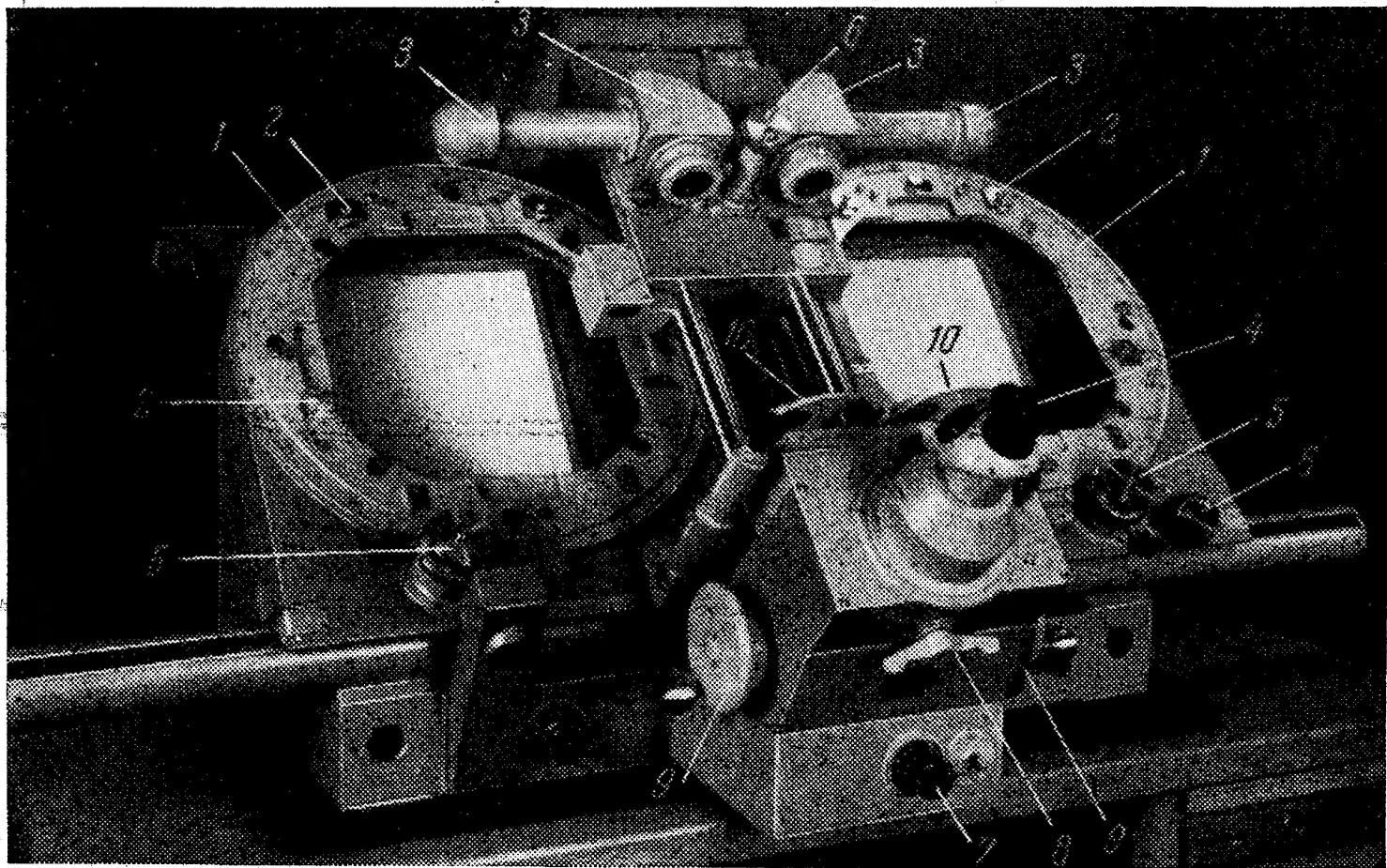


Рис. 1. Стерео-блинк-компаратор фирмы Цейсс.

1 — рамки для крепления пластинок; 2 — зажимные винты; 3 — система призм и объективов для совмещения изображений; 4 — окуляр; 5 — кремальера и зажимные винты для поворота пластинок по углу; 6 — кремальеры для параллельного сдвига одной пластинки относительно другой; 7 — регулятор скорости и тумблер для включения автоматического движения заслонки, создающей перекрытие изображений; 8 — ручной привод для движения заслонки; 9 — ручки для движения станины с пластинками и станины с объективами, что позволяет обозревать все поле пластинок до размеров 30 см × 30 см; 10 — диски с отверстиями и креплениями для цветных фильтров.

совпадают. Вместо монокуляра, используемого в инструменте фирмы Цейсс (в частности, в блинк-микроскопе конструкции С. Н. Блажко, изготовленном в мастерских ГАИШ инженером Н. И. Яковлевым), применяется биноклярный микроскоп. Это значительно снижает усталость глаз, повышает эффективность работы наблюдателя и представляется совершенно необходимым. Специальный затвор или подвижная заслонка автоматически 7 или движением руки 8 поочередно перекрывает изображение то одной, то другой фотографии, чем и создается эффект «блинкования» или «мигания» изображений. Эта операция

является основной в процессе открытия переменных звезд. Если фотографии близки по качеству, изображения постоянных звезд и фон (при просмотривании то одной, то другой фотографии в ходе движения заслонки) остаются неизменными. Если встречается переменная звезда, блеск которой различен на фотографиях, мы заметим, что звезда «мигает», что особенно выделяется на фоне нескольких соседних звезд с постоянным блеском. При работе с блинк-микроскопом поэтому лучше охватывать взглядом небольшую группу звезд и некоторое время ее наблюдать, быстро двигая заслонку. Постепенно переходя от одной группы звезд к другой, наблюдатель осматривает все поле зрения микроскопа, а затем передвигает раму с пластинками для обозрения соседнего участка неба при помощи кремальеры 9. Частота движений заслонки устанавливается в зависимости от индивидуальных свойств и темперамента наблюдателя. Обычно применяется частота «мигания» от одного до пяти раз в секунду. Рекомендуется иногда менять скорость «мигания» в процессе работы, чтобы исключить монотонность и эффект «привыкания».

Найденной переменной звезде присваивается какой-нибудь номер и она зарисовывается вместе с окружающими звездами или отмечается на фотографических картах, изготовленных с тех же пластинок. Чтобы убедиться, что звезда действительно является новой переменной, необходимо определить ее координаты на небе и провести сравнение ее положения с положением известных звезд, координаты которых обычно приводятся в каталогах переменных звезд. Необходимо также провести исследование звезды по остальным фотографиям, чтобы убедиться в реальности колебаний блеска и определить тип и характеристики переменности.

Стерео-блинк-компаратор фирмы Цейсс позволяет использовать и другие способы открытий переменных звезд, в частности, стереоскопический. Последний широко применялся Хоффмейстером в Зоннебергской обсерватории. Монокулярная головка в приборе Цейсса заменяется в этом случае стереоскопической, в которой правый глаз наблюдателя рассматривает одно изображение, а левый глаз — соответствующий участок на другой фотографии. Движением установочных винтов изображения с обеих фотографий сливаются в одно, чем создается иллюзия простран-

ственного восприятия. Постоянные звезды при этом создают плоский или слегка вогнутый однородный фон, а переменная звезда как бы повисает в пространстве над этим фоном или вызывает у наблюдателя своеобразное зрительное ощущение «неловкости». Этот способ требует известного навыка и не является общедоступным.

В 1954 г. Плаут и Боргман описали новый способ открытия переменных звезд, получивший название «способ цветового контраста» (Плаут, Боргман, 1954). Для применения этого способа в инструменте Цейсса предусмотрена система сменных цветных фильтров. 10. Фильтры подбираются так, чтобы смешанное изображение от двух фотографий (общего участка неба) после прохождения через фильтры оказывалось нейтрального белого или желтоватого цвета. Обычно используются дополнительные цвета — красный и синий (слабо интенсивные), что создает белый фон, или красный и зеленый (желтый фон). Изображения двух фотографий рассматриваются через фильтры одновременно (без «мигания») при помощи монокуляра. Переменные звезды выделяются на нейтральном фоне своей голубоватой, зеленоватой или красной каемкой или преимущественной окраской (в зависимости от того, какой цвет преобладает). Последнее характерно для более слабых звезд, у которых диаметр изображения в малой степени зависит от звездной величины. В ином варианте способ цветового контраста использовался Д. А. Рожковским (1961).

Способ цветового контраста в проходящем свете, как он применяется в блинк-микроскопе, по-видимому, мало эффективен и не получил распространения. Эффективность способа цветового контраста, а также других способов открытия переменных звезд, несомненно, возрастет, если использовать проекцию изображений на экран (Курочкин, 1962). Для этой цели в ГАИШ был оборудован двойной спектропроектор ДСП-1, в котором возможно перекрытие изображений от двух участков фотографий размером 1×2 см (при этом нужно изъять прямоугольные диафрагмы, ограничивающие перекрывающиеся части поля зрения). На пути лучей в двойном спектропроекторе устанавливаются красный (КС-2) и зеленый (ЗС-1) фильтры. При совмещении изображений на экране от двух одинаковых участков фотографий получается однородный фон

желтоватого цвета, на котором хорошо заметны переменные звезды по их зеленоватой или красноватой окраске. Постоянные звезды при этом имеют черные изображения. При работе глаза практически не устают, и нам кажется, что чувствительность способа цветового контраста, особенно с проекцией на экран, выше, чем при работе с блинк-микроскопом.

Ряд способов открытий переменных звезд связан с применением позитивных копий с фотографий. На обычной фотографии звездного неба (негативе) звезды имеют темные изображения большей или меньшей плотности или разного диаметра. Ночное небо получается на пластинке светлым. Фон пластинки («вуаль») зависит от освещенности ночного неба, светосилы телескопа и химической вуали. На позитивной копии с негатива звезды оказываются светлыми, а фон неба — темным, в соответствии с видом ночного неба.

Позитивные копии двух фотографий звездного неба можно прямо сравнивать при помощи блинк-микроскопа или способом цветового контраста. Эффективность работы существенно возрастает, так как доля переменного светового потока увеличивается по сравнению с неизменным фоном. Однако способ прямого сравнения позитивных копий для поисков переменных звезд применялся лишь в экспериментальных работах (Курочкин, 1957), несмотря на очевидные его преимущества. Это объясняется, по-видимому, трудностями в изготовлении хороших позитивных копий с фотографий. При изготовлении копий необходима правильная передача контраста и размеров изображений звезд.

Широкую известность получил позитивно-негативный способ открытия переменных звезд. Этот способ сочетает исключительную простоту и доступность с достаточной чувствительностью. Позитивно-негативный способ систематически использовался в Гарвардской обсерватории, где было открыто около 10 000 новых переменных звезд.

Применение гарвардского способа не требует сложного оборудования. Можно обходиться обыкновенной 6- или 10-кратной лупой, однако необходимо иметь горизонтальный столик или станок с равномерной подсветкой через молочное или матовое стекло. Лупу или микроскоп желательно укрепить на держателе с подвижной кареткой.

Осмотр пластинок можно производить последовательно по нарисованным на стекле квадратам или по отмеченным координатам при движении каретки.

Для поиска переменных звезд позитивно-негативным способом позитивная копия одной звездной фотографии накладывается на оригинальный негатив, снятый в другое время. Изображения звезд одного участка неба совмещаются и просматриваются на просвет. Иногда бывает лучше негатив располагать поверх позитива. Позитивные изображения звезд (в виде светлых кружков), совмещенные с черными изображениями звезд на негативе, отчасти «гасятся». Обычно звезды в результате имеют вид темных ядер со светлыми ореолами вокруг них. Переменные звезды среди постоянных легко выделяются более сияющими ореолами либо более «притушенными», более темными изображениями на общем сером фоне (рис. 2). Как и при работе другими методами, сравнению подвергаются группы из нескольких звезд с близкими звездными величинами, чтобы не терялось представление об общей картине изображений постоянных звезд.

Недостатком позитивно-негативного способа является пониженная чувствительность к предельно слабым переменным звездам, что заставляет работать несколько дальше от предела. Однако уменьшение вероятности открытия для предельных звезд присуще и другим способам, хотя быть может, и в несколько меньшей степени. Слабые звезды больше подвержены флуктуациям, более многочисленны и переменные звезды среди них легче пропустить. Чтобы уменьшить влияние этих отрицательных эффектов, необходимо обратить особое внимание на получение фотографий высокого качества при наблюдениях неба, а также на тщательное изготовление позитивных копий. Для применения позитивно-негативного способа желательно, чтобы оригинал, с которого делается копия, имел на $0^m,5$ — $1^m,0$ больший предел, чем негатив для сравнения. Тогда и слабые звезды не будут полностью гаситься, а будут иметь заметный ореол, изменение которого легко обнаружить. Для копирования обычно выбирается лучшая по качеству фотография либо экспозиция при фотографировании неба увеличивается в 1,5—2 раза (для светосильных инструментов это возможно в наиболее темные ночи с хорошим качеством изображений). При изготовлении

позитива время экспонирования следует подбирать таким, чтобы фон неба на позитивной копии был светло-серым и через него свободно просматривались бы черные изображения звезд при контакте с негативом. Наилучшее

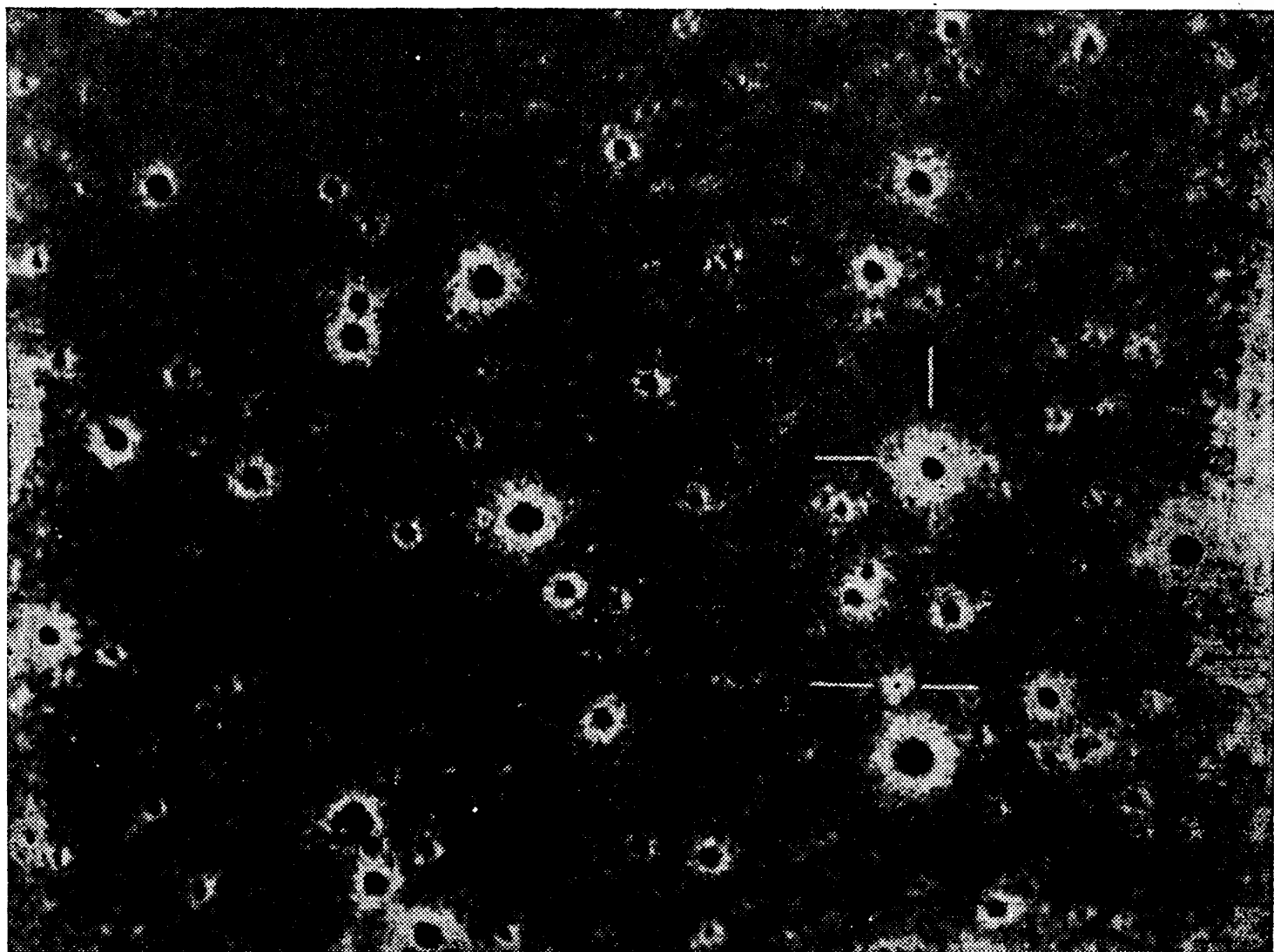


Рис. 2. Позитивно-негативный способ поисков переменных звезд. Переменные звезды в виде светлых ореолов можно найти на пересечении стрелок.

сочетание позитивного изображения с негативным достигается после нескольких экспериментов. Для копирования следует использовать мелкозернистую эмульсию, но проявление нужно вести в малоконтрастных проявителях, чтобы передача почернений слабых звезд была наилучшей. Экспонирование ведется в параллельных лучах, для чего источник света помещают на расстоянии нескольких метров от кассеты или свет пропускают через конденсор. Необходимо обеспечить хороший контакт позитивной пластинки с оригиналом при копировании, для чего используется кассета с сильными прижимными винтами или

пружинами. При ортохроматических или панхроматических фотоматериалах для копирования лучше применять источник с желтым фильтром. Выполнение этих предосторожностей и сама работа по открытию переменных звезд

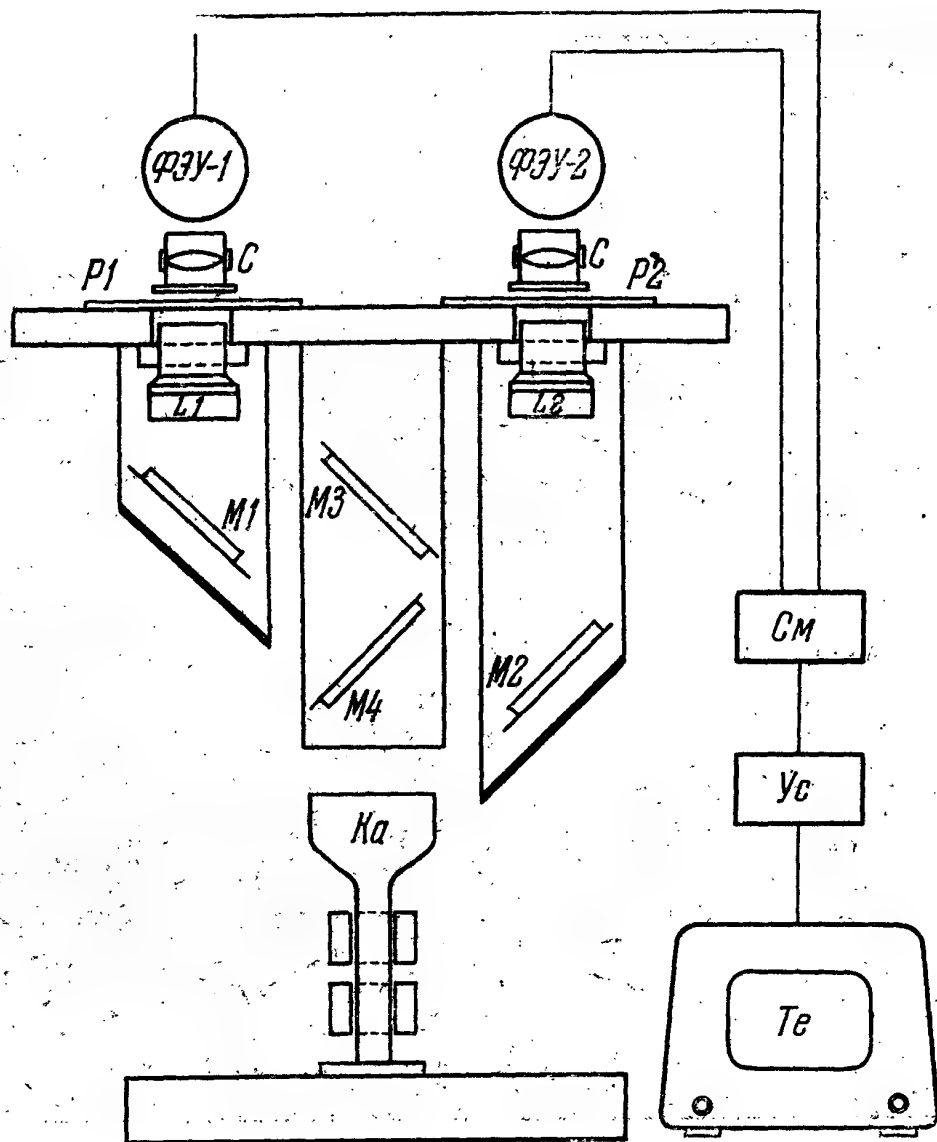


Рис. 3. Схема телевизионного устройства для открытия переменных звезд. Обозначения см. в тексте.

позитивно-негативным способом не требует сложного оборудования, что делает способ доступным для широких кругов астрономов-профессионалов и любителей. Для успешного хода дела следует однако приобрести известный навык.

Широкое распространение радиотехнических устройств затронуло и область изучения переменных звезд. Для открытия переменных звезд весьма перспективным является телевизионный метод, впервые примененный в Гронингенской обсерватории (Боргман, 1956).

Телевизионная аппаратура для сравнения астрофотографий состоит из сканирующего устройства, оптических

устройств для переноса и проектирования изображений, фотоумножителей, смесителя, усилителя видеосигналов и кинескопа, на котором воссоздается изображение. Для расположения и крепления астронегативов изготавливается горизонтальный столик с подвижными рамками для пластинок, как это сделано в блинк-микроскопе.

В основу телевизионного устройства Гронингенской обсерватории положен принцип бегущего луча (рис. 3).

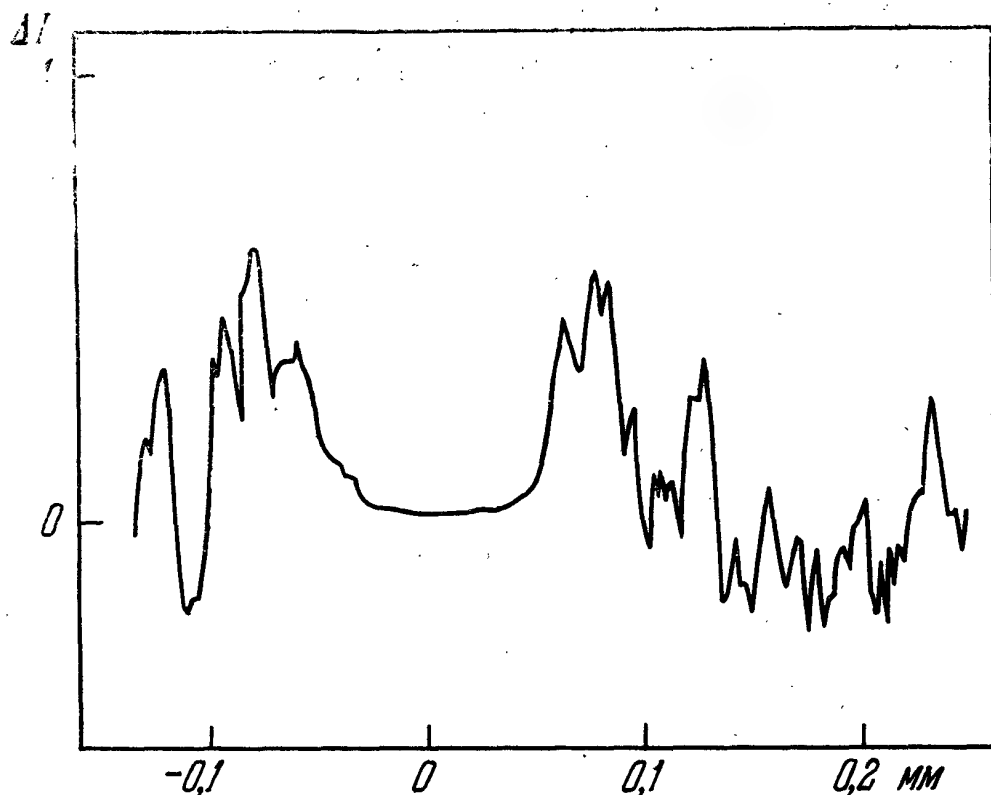


Рис. 4. Микрофотометрический разрез изображения переменной звезды на экране телевизора, реконструированный по микрофотограммам изображений звезд 14^m9 и 15^m7 .

Растр создается сканирующей катодной трубкой (Ka), бегущий луч которой при помощи системы линз L_1 и зеркал $M_1 - M_3$ (зеркало M_4 полупрозрачное) проектируется на соответствующий участок звездной фотографии с уменьшением в семь раз. После прохождения фотографии модулированный луч при помощи конденсорной линзы C попадает на фотоумножитель ФЭУ-1, где возникает фототок видеосигнала. При помощи системы линз L_2 и зеркал $M_2 - M_4$ световой луч от катодной трубки попадает на другую фотопластинку и возбуждает ток в другом фотоумножителе.

Смеситель видеосигналов (Cm) выполнен в виде вычитающей ячейки. Один видеосигнал подается на сетку,

а другой — на катод смесительного триода. На аноде возникает ток, представляющий разность видеосигналов. Если изображения от одного участка неба на двух фотопластинках совмещены, то постоянные звезды и фон, имеющие одинаковые импульсы, гасятся, тогда как видеосигнал переменной звезды подвергается дальнейшему усилению до 1000 раз в последующем за смесителем пятиступенчатом усилителе ($Ус$). Для воспроизведения изображения переменных звезд на экране используется обычный телевизионный приемник ($Тв$), в котором отключены

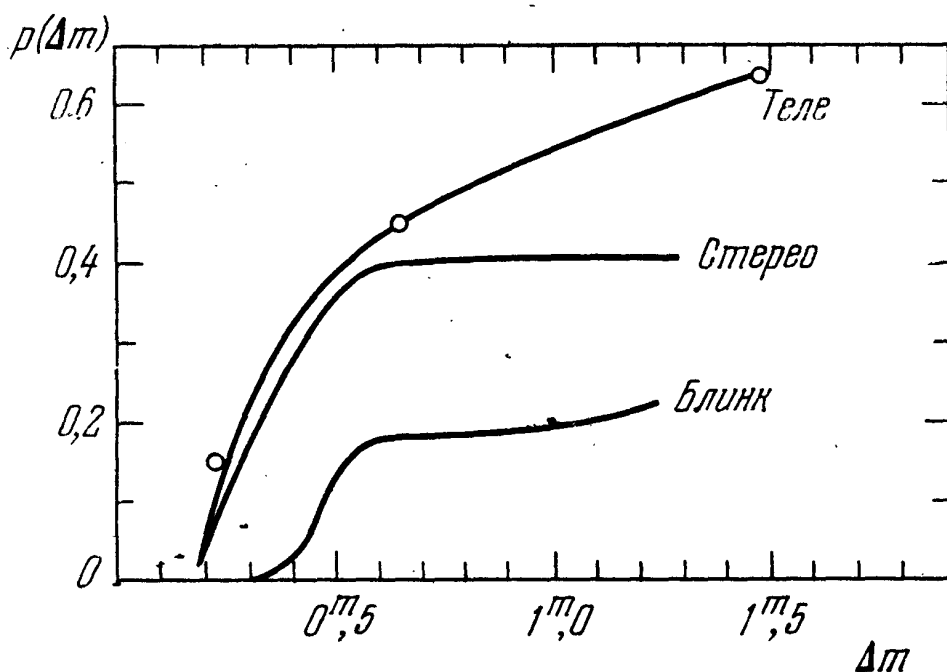


Рис. 5. Зависимость вероятности открытия переменной от амплитуды при разных способах сравнения фотографий.

усилитель промежуточной частоты, синхронизирующие элементы и звуковой канал. Для синхронизации сканирующей и телевизионной трубок используется специальный блок, схема которого приведена в упомянутой работе (Боргман, 1956). Растр содержит 300 строк, частота кадров 25 в секунду.

Переменные звезды после гашения постоянных звезд выглядят на экране в виде темных или светлых колечек или пятен. На рис. 4 показан профиль такой звезды, полученный экспериментально. При помощи микрофотометра были определены профили изображений звезд $14,9$ и $15,7$ звездной величины. Центрируя изображения и производя вычитание интенсивностей, можно получить экспериментальный профиль гипотетической переменной звезды, изменившей блеск с $14,9$ до $15,7$.

Телевизионный способ был применен в Гронингене для поисков звезд типа RR Lyr в избранной площадке Каптейна SA 57. Просмотр одного и того же участка неба производился дважды по одной паре фотографий. В ходе этих опытных работ из 31 переменной звезды с амплитудой меньше $0^m.4$ 11 звезд были замечены один раз и одна звезда — два раза. С амплитудой меньше $1^m.0$ соответствующее число звезд равно 15 и 3. С амплитудой меньше $2^m.0$ отмечены 21 звезда один раз и семь звезд — два раза. Это дает возможность вычислить вероятность открытий при разных амплитудах по способу Ван-Гента (1933). На рис. 5 вероятности открытий телевизионным способом сравнены с вероятностями открытий при работе с блинк-микроскопом. Преимущество телевизионного способа представляется несомненным.

§ 2. Вероятности открытий переменных звезд

Под вероятностью открытия переменной звезды понимается вероятность, с какой мы можем ее найти при сравнении одной пары фотографий, применяя один из способов открытия. Вероятность открытия зависит от многих факторов: 1) от применяемого способа открытия, 2) от разности эпох фотографирования ΔT , 3) от формы кривой блеска (или типа переменности), 4) от амплитуды изменения блеска, 5) от средней звездной величины, 6) от соотношения между периодом и ΔT для периодических переменных или от соотношения между ΔT и характерным временем изменений (Курочкин, 1965). Когда вероятность открытия переменных звезд определяется эмпирически из результатов поисков переменных тем или иным способом, в нее входят многие плохо разделяемые субъективные и объективные факторы: внимание и опыт наблюдателя, качество фотографий, атмосферные условия при фотографировании и т. п.

Мы будем различать эмпирические вероятности открытий, которые определяются непосредственно по результатам поисков, и теоретические вероятности, которые вычисляются *à priori* по заданной кривой блеска, амплитуде и другим данным, исходя из некоторых моделей переменности. В эмпирические вероятности входят многие субъективные факторы, перечисленные выше, уменьшающие

вероятность открытий; поэтому эмпирические вероятности обычно оказываются меньше предвычисленных по моделям, однако последние хуже отражают действительное положение вещей.

Зная вероятность открытия переменной звезды, можно установить, какую долю переменных звезд мы откроем в исследуемой области неба при сравнении одной пары, двух пар и т. д. фотографий, сколько пар нужно исследовать, чтобы выявить заданный процент всех переменных звезд этой области. Можно предвычислить также полное ожидаемое число переменных звезд и степень полноты исследования звездного поля после сравнения n пар фотографий. В решении таких практических задач состоит значение вероятностного подхода к методам открытия переменных звезд.

Вероятности открытий разных типов физических переменных звезд различаются мало, для них более характерна зависимость вероятности открытия от амплитуды и звездной величины. Понятно, что звезды более слабые или с небольшой амплитудой открываются с большим трудом. Для затменных переменных, особенно для алголей, вероятность открытия определяется в основном относительной продолжительностью затмения, которая обычно мала по сравнению с интервалом почти постоянного блеска в максимуме. Для них, однако, сохраняют свое значение и такие факторы, как амплитуда и средний блеск. Если затмение происходит в течение времени, составляющего 0,1 периода, то и вероятность открытия такой звезды меньше 0,1. Приступая к работам по открытию переменных звезд, мы не можем заранее разделить звезды по типам переменности и примесь алголей может привести к более низким оценкам вероятности открытия.

Рассмотрим способы вычисления средних вероятностей открытия по эмпирическим данным. Имея некоторый ряд фотографических снимков избранного участка неба, мы подбираем n независимых пар для поисков переменных звезд. Одна и та же фотография не должна встречаться в парах дважды, интервалы ΔT_i не должны быть соизмеримыми — эти требования независимости не всегда удается выполнить. Мы предполагаем, однако, что они выполнены. Пусть средняя вероятность открытия звезды как переменной есть p . Обозначим через A событие, со-

стоящее в обнаружении переменной звезды при сравнении некоторой пары фотографий; $\bar{A}$ — противоположное по смыслу событие (переменная не открыта). При просмотре n пар фотографий мы имеем возможность x раз обнаружить нашу переменную и $n - x$ раз открытие не состоится. Это соответствует сложному событию, состоящему из n испытаний со следующим исходом:

$$A\bar{A}A\bar{A}\bar{A}\dots A, \quad (1.1)$$

причем A встречается x раз.

Вероятность события A равна p , события $\bar{A}$ $q = 1 - p$. Вероятность сложного события, состоящего из n независимых испытаний, определяется произведением вероятностей:

$$\begin{aligned} p(A) \cdot p(\bar{A}) \cdot p(A) \cdot p(A) \cdot p(\bar{A}) \cdot p(\bar{A}) \dots p(A) = \\ = pqrprqq \dots p = p^x q^{n-x}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Эта величина еще не выражает вероятность открытия переменной x раз, так как любой вариант расположения x элементов A в последовательности (1.1) также является для нас благоприятным (звезда при n испытаниях в любом таком варианте будет открыта x раз). Число вариантов расположения x элементов A в ряду из n элементов равняется числу сочетаний из n элементов по x . Это легко понять, если в одной из последовательностей вида (1.1) занумеровать места в порядке расположения, а затем рассмотреть все возможные распределения x первых номеров. Любое из таких сочетаний x элементов в ряду n элементов имеет вероятность (1.2), а все благоприятные для нас случаи по теореме сложения вероятностей имеют вероятность

$$p(x, n) = C_n^x p^x q^{n-x} = \frac{n!}{x!(n-x)!} p^x q^{n-x}. \quad (1.3)$$

Следовательно, вероятность числа x открытий данной переменной звезды при сравнении n пар фотографий подчиняется биномиальному распределению. Такому распределению подчиняются повторения любых случайных событий, имеющих вероятность p .

Пусть в исследованной области имеется всего N переменных звезд. Тогда математическое ожидание числа

открытых x раз переменных после n сравнений равно

$$a_x = N p(x, n). \quad (1.4)$$

Числа a_x можно получить экспериментально при сравнении выбранных пар фотографий. В частности, при $x = 1$, $n = 1$ имеем

$$p(1, 1) = p; \quad a_1 = Np, \quad (1.5)$$

т. е. на одной паре при вероятности открытия p можно ожидать открытия a_1 переменных звезд.

Рассмотрим эмпирические способы определения средней вероятности открытия переменной звезды p и способы вычисления ожидаемого полного числа переменных звезд в исследуемой области неба.

Способ Ван-Гента (1933) основывается на подсчете числа повторных открытий одной и той же переменной звезды. Пусть просмотрено всего n пар фотографий и a_k — число звезд, которые были замечены как переменные k раз на n парах пластинок, a_0 — число еще не обнаруженных переменных звезд, так что

$$N = a_0 + \sum_{k=1}^n a_k. \quad (1.6)$$

Распределение чисел a_k определяется биномиальным распределением вероятностей $p(k, n)$ (1.3) и формулой (1.4). Среднее число открытий на каждую из открытых звезд составляет

$$G = \frac{\sum_{k=1}^n k a_k}{\sum_{k=1}^n a_k}. \quad (1.7)$$

В среднем на каждую переменную звезду, включая и неоткрытые переменные (в сумме они дают N звезд), приходится число открытий, равное

$$G_0 = \frac{a_0 \cdot 0 + \sum_{k=1}^n k a_k}{a_0 + \sum_{k=1}^n a_k} = \bar{p} \cdot n = \frac{\sum_{k=1}^n k a_k}{N}. \quad (1.8)$$

Из формулы (1.8) получаем

$$\sum_{k=1}^n k a_k = N \bar{p} n. \quad (1.9)$$

Далее из (1.7) и (1.9) следует

$$G = \bar{p} n \cdot \frac{N}{N - a_0}. \quad (1.10)$$

Число неоткрытых переменных звезд можно получить из формул (1.3) и (1.5) при $x = 0$:

$$a_0 = N (1 - \bar{p})^n. \quad (1.11)$$

Тогда

$$G = \frac{\bar{p} n}{1 - (1 - \bar{p})^n}. \quad (1.12)$$

Величину G можно высчитать по экспериментальным данным по формуле (1.7), зная распределение открытых переменных звезд по числу открытий. Тогда из (1.12) определяется $\bar{p}$, а из (1.7) и (1.8) можно предвычислить ожидаемое число переменных звезд в исследуемой области N :

$$N = \frac{G \sum_{k=1}^n a_k}{\bar{p} n}. \quad (1.13)$$

Способ Ван-Гента применим лишь в тех случаях, когда дисперсия вероятностей p относительно среднего значения $\bar{p}$ невелика, т. е. для однородных групп переменных одного типа, близких по блеску и амплитуде. Для облегчения вычислений величина G задается в табл. 1 с двумя входами $\bar{p}$ и n , вычисления G ведутся по формуле (1.7), а затем по G и n ищется $\bar{p}$.

Ван-Гент применял свой способ определения вероятностей к звездам типа RR Lyr. Открытия производились по фотографиям области $10^\circ \times 10^\circ$ с центром $\alpha = 18^h 51^m$; $\delta = -36^\circ 8'$ (1875,0) при помощи блинк-микроскопа. Было просмотрено 30 пар фотографий. Открытые переменные звезды были распределены по видимой звездной величине и по амплитудам. Вероятности открытий были вычислены

Т а б л и ц а 1

Величины G для определения вероятности открытия по способу Ван-Гента

$\bar{p} \backslash n$	2	3	5	10	30
0,20	1,11	1,23	1,49	2,24	6,01
0,15	1,08	1,17	1,35	1,87	4,54
0,10	1,05	1,11	1,22	1,54	3,13
0,05	1,03	1,05	1,11	1,25	1,91
0,03	1,02	1,03	1,06	1,14	1,50
0,02	1,01	1,02	1,04	1,09	1,32
0,01	1,00	1,01	1,02	1,05	1,15

для каждой из подгрупп. Так, например, было зафиксировано 26 звезд типа RR Lyr со средней звездной величиной между $14^m,45$ и $15^m,05$ и с амплитудой между $1^m,35$ и $2^m,25$. Из них по одному разу было найдено 13 звезд, по два раза — девять звезд, по три раза — четыре звезды. Более трех раз не было открыто ни одной переменной. Вычисляем теперь величину G по формуле (1.7):

$$G = \frac{13 + 2 \cdot 9 + 3 \cdot 4}{13 + 9 + 4} = 1,65.$$

Это соответствует согласно табл. 1 вероятности $\bar{p} = 0,038$.

Ожидаемое число переменных звезд с такими звездными величинами и амплитудами составляет по формуле (1.13)

$$N = \frac{1,65 \cdot 26}{0,038 \cdot 30} \cong 38.$$

Это означает, что при просмотре на блинк-микроскопе 30 пар фотографий было открыто 68% всех переменных звезд типа RR Lyr (ожидаемого числа). Для всех звезд этого типа с разными амплитудами и различной звездной величиной в исследованном поле средняя вероятность открытия оказалась равной 0,033, что соответствует $\sim 63\%$ исследованности.

В таблице 2 представлены вероятности открытий в зависимости от средней звездной величины и амплитуды для

Т а б л и ц а 2

Зависимость вероятности открытия от амплитуды и звездной величины (Ван-Гент, 1933)

Ампл. m	2,0	1,5	1,0	0,7
13,0	0,15	0,10	0,05	0,03
14,0	0,10	0,06	0,03	0,02
15,0	0,05	0,04	0,02	0,01
15,5	—	0,03	0,01	—

исследованных Ван-Гентом звезд типа RR Lyr. Мы видим, что вероятности открытий не превышают 0,15 и уменьшаются для слабых звезд и с уменьшением амплитуды изменения блеска.

Иной способ определения вероятности открытия переменности описан Хоффмейстером (1933). Пусть мы подобрали для сравнения n пар фотографий и просмотрели из них $k - 1$ пару. Общее число переменных звезд в области обозначим по-прежнему через N . Тогда число переменных, не открытых ни одного раза после $(k - 1)$ сравнений, составляет согласно формулам (1.3) и (1.4)

$$a(0, k - 1) = N p(0, k - 1) = N \frac{(k - 1)!}{0! (k - 1)!} p^0 q^{k-1} = N q^{k-1}. \quad (1.14)$$

При следующем k -м сравнении из этих оставшихся неоткрытыми звезд можно ожидать открытия еще $a(0, k - 1) \bar{p}$ новых переменных:

$$a_k = a(0, k - 1) \cdot \bar{p} = N \bar{p} (1 - \bar{p})^{k-1}. \quad (1.15)$$

После этого останутся неоткрытыми

$$a(0, k) = N q^k \quad (1.16)$$

переменных звезд.

Аналогичные рассуждения позволяют вычислить число возможных открытий при следующем $k + 1$ сравнении:

$$a_{k+1} = a(0, k) \bar{p} = N \bar{p} (1 - \bar{p})^k. \quad (1.17)$$

Отношение чисел a_{k+1} и a_k , которые получаются из эксперимента при последовательных сравнениях, дает возможность определить среднюю вероятность $\bar{p}$:

$$\frac{a_{k+1}}{a_k} = 1 - \bar{p}. \tag{1.18}$$

Сумма всех членов биномиального распределения вида (1.3) равна $(p + q)^n = 1$. После n сравнений, как следует из (1.16), будет не открыто еще Nq^n переменных звезд, а открыто

$$a_n = N - Nq^n = N [1 - (1 - \bar{p})^n]. \tag{1.19}$$

По формуле (1.19) можно рассчитать, задавая p , сколько пар n нужно сравнить, чтобы открыть z процентов переменных звезд:

$$z = \frac{a_n}{N} \cdot 100 \% = [1 - (1 - \bar{p})^n] \cdot 100 \%. \tag{1.20}$$

Числа n в зависимости от z и $\bar{p}$ даны в табл. 3.

Таблица 3

Количество пар пластинок, необходимых для обнаружения $z\%$ переменных звезд при вероятности p

$\begin{matrix} z \\ p \end{matrix}$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	99
0,70	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1,0	1,3	1,9	3,8
0,50	0,2	0,3	0,5	0,7	1,0	1,3	1,7	2,3	3,3	7
0,30	0,3	0,6	1,0	1,4	1,9	2,6	3,4	4,5	6	13
0,20	0,5	1,0	1,6	2,3	3,1	4,1	5	7	10	21
0,10	1,0	2,1	3,4	4,8	7	9	11	15	22	44
0,05	2,1	4,4	7	10	14	18	23	31	45	90
0,03	3,5	7	12	17	23	30	40	53	76	151
0,02	5	11	18	25	34	45	60	80	114	228
0,01	10	22	35	51	69	91	120	160	229	458

§ 3. Учет дисперсии вероятности открытия

Переменные звезды разных типов имеют обычно разные вероятности открытия; возможна также некоторая дисперсия значений вероятности открытия внутри более или менее однородных групп. Вероятность открытий си-

стематически уменьшается с уменьшением блеска и амплитуды переменных. Это приводит к тому, что при последовательных сравнениях позже открываются переменные с меньшей вероятностью, а сама вероятность открытия оказывается меньше для звезд, открытых на последних парах фотографий. Влияние дисперсии на вероятности открытий и учет возможных различий в средних вероятностях для разных типов переменности рассматривалось в работе Рихтера (1966).

В этом случае средняя вероятность открытия $\bar{p}$ и ожидаемое число переменных представляются суммой биномиальных распределений вида (1.3). Пусть число переменных, открываемых с вероятностью p , подчиняется некоторому произвольному закону распределения $M(p)$, причем

$$\int_0^1 M(p) dp = N. \quad (1.21)$$

$M(p)$, следовательно, — это число переменных, имеющих вероятности открытий в интервале $[p, p + dp]$.

Тогда можно записать

$$a(x, n) = C_n^x \int_0^1 p^x q^{n-x} M(p) dp. \quad (1.22)$$

Задавая различные представления для функции $M(p)$ и сравнивая вычисленные значения p_k с наблюдаемыми, можно найти наилучшее приближение для $M(p)$. Критерием правильности выбора $M(p)$ является независимость p от числа сравнений n .

Подыскать наилучшую форму для функции $M(p)$ довольно трудно. Согласно Рихтеру (1966) наилучшим приближением является бета-функция вида

$$M(p) = ap^h(1-p)^{g-h}, \quad (1.23)$$

где a определяется из условия нормировки:

$$N = a \int_0^1 p^h (1-p)^{g-h} dp = aB(g-h+1, h+1). \quad (1.24)$$

Величины g и h представляют собой некоторые целые положительные числа, которые связываются определенным образом со средним значением вероятности открытия $\bar{p}$ и дисперсией $\sigma(p)$ по формулам (1.26) и (1.27).

Исходя из рекуррентных свойств бета-функции, можно получить следующие формулы:

$$a = N (g + 1) \cdot C_g^h; \quad (1.25)$$

$$\bar{p} = \int_0^1 p \cdot M(p) dp = \frac{h+1}{g+2}; \quad (1.26)$$

$$\sigma^2(p) = \int_0^1 (p - \bar{p})^2 M(p) dp = \bar{p} \frac{1 - \bar{p}}{g+3}. \quad (1.27)$$

Из уравнений (1.26) и (1.27) h и g определяются через $\bar{p}$ и $\sigma(p)$:

$$g = \frac{\bar{p}(1 - \bar{p}) - 3\sigma^2}{\sigma^2}, \quad h = \frac{\bar{p}^2(1 - \bar{p}) + \sigma^2(1 - \bar{p})}{\sigma^2}. \quad (1.28)$$

Принимая $x = 0$ в (1.22) и $M(p)$ согласно (1.24), получаем число еще не обнаруженных после n сравнений переменных звезд a_0 . Интеграция после необходимых подстановок дает

$$a_0 = N \prod_{i=1}^n \frac{g - h + i}{h + 1 + i}. \quad (1.29)$$

В этих уравнениях два неизвестных $\bar{p}$ и $\sigma(p)$, или два параметра, связанных с ними, g и h . Фактически мы имеем только одно уравнение вида (1.22) для их определения. Поэтому $\sigma(p)$ приходится задавать в виде параметра. Критерием правильности выбора функции $\sigma(p)$ и закона распределения для $M(p)$ является

независимость вычисленных по формуле (1.22) вероятностей p от числа сравниваемых пар n . В качестве примера

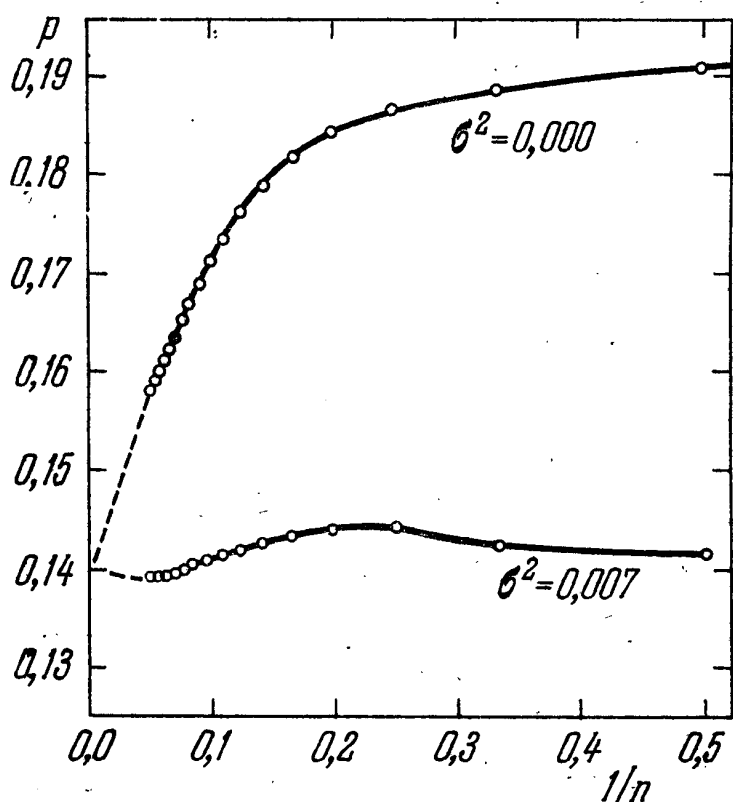


Рис. 6. Зависимость вероятности открытия переменности от числа сравниваемых пар фотографий n .

можно привести рис. 6, заимствованный из работы Рихтера (1966). Здесь использовались результаты поисков переменных звезд в созвездиях Лиры — Геркулес в Зоннебергской обсерватории. Поиски производились Хоффмейстером при помощи стереокомпаратора. На рис. 6 верхняя кривая представляет зависимость p от числа сравниваемых пар n (по оси абсцисс отложены величины $1/n$; p вычислены по формуле (1.3)). Нижняя кривая представляет наблюдаемые величины p , вычисленные по формуле (1.22) в предположении бета-распределения для функции $M(p)$ и $\sigma^2 = 0,007$. Мы видим, что при этих предположениях удалось в значительной степени освободиться от влияния n на p .

§ 4. Полуэмпирические вероятности открытий переменных звезд

Вероятности открытий переменных, определенные эмпирически, согласно Плауту (1953) можно представить в виде

$$p(m, \Delta m) = \int_0^A f(\Delta m) g(\Delta m) d(\Delta m), \quad (1.30)$$

где A — амплитуда изменения блеска; $f(\Delta m)$ — вероятность, с которой происходит открытие переменности, если разность в блеске заключена между Δm и $\Delta m + d(\Delta m)$, $g(\Delta m)$ — вероятность, что эта разность окажется именно между Δm и $\Delta m + d(\Delta m)$ при наблюдениях в моменты T_1 и T_2 . Первая вероятность зависит от способа открытия, внимательности наблюдателя и других субъективных факторов, тогда как $g(\Delta m)$ определяется формой кривой блеска и амплитудой переменной звезды.

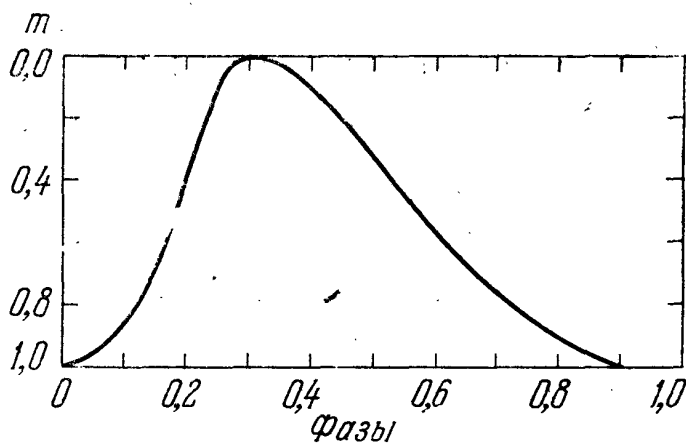


Рис. 7. Идеализированная кривая блеска цефеидного типа, для которой производились определения функции $g(\Delta m)$.

Вероятность $f(\Delta m)$ может быть найдена по отношению числа открытых переменных звезд n_1 при разности блеска

Δm на одной паре фотографий (или из среднего по нескольким парам) к общему числу n_2 переменных звезд с той же разностью в блеске (в избранной области неба).

Функция $g(\Delta m)$ была предвычислена при разных амплитудах для кривой блеска цефеидного типа (или типа RRa; см. рис. 7). Результаты расчетов из работы Плаута (1966) представлены в табл. 4.

Таблица 4

Вероятность заданной разницы блеска Δm в зависимости от амплитуды A для цефеиды (функция $g(\Delta m)$)

$\Delta m \backslash A$	0,60	0,80	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	3,00	4,00
0,00—0,20	0,492	0,407	0,353	0,297	0,260	0,233	0,213	0,142	0,125
0,20—0,40	0,276	0,231	0,200	0,183	0,166	0,151	0,140	0,118	0,090
0,40—0,60	0,232	0,190	0,165	0,141	0,127	0,117	0,109	0,093	0,074
0,60—0,80		0,172	0,146	0,127	0,112	0,101	0,091	0,073	0,063
0,80—1,00			0,136	0,116	0,102	0,093	0,085	0,066	0,057
1,00—1,20				0,096	0,097	0,086	0,080	0,061	0,051
1,20—1,40				0,040	0,091	0,083	0,074	0,057	0,048
1,40—1,60					0,045	0,079	0,072	0,055	0,044
1,60—1,80						0,057	0,069	0,053	0,043
1,80—2,00							0,067	0,049	0,041
2,00—3,00								0,233	0,191
3,00—4,00									0,173

Вероятности открытий $f(\Delta m)$ определялись Плаутом (1966) путем подсчетов числа открытий при разных Δm и m по 10 парам фотографий. Пример расчета дан в табл. 5. Число открытых при разности Δm звезд обозначено через n_1 (вторая колонка); общее число звезд с такими разностями дано в третьей колонке n_2 , отношение $n_1 : n_2$ характеризует эмпирическую вероятность открытия $f(\Delta m)$. Последняя величина исправляется за дисперсию $\sigma(\Delta m) = 0,25$ (пятая колонка). Полученные вероятности характеризуют телевизионный способ открытия переменных звезд. В последней колонке табл. 5 мы находим аналогичные данные $f(\Delta m)$ по результатам работы с блинк-микроскопом (Плаут, 1965). Можно признать, что заниженные значения вероятностей, которые мы получали ранее (см. § 2), возникали в основном за счет звезд с малыми вероятностями открытия. В табл. 6 величины $f(\Delta m)$ дифферен-

Т а б л и ц а 5

Вероятность открытия переменности при заданной разности в блеске (функция $f(\Delta m)$)

Δm	n_1	n_2	$n_1 : n_2$	$\overline{n_1 : n_2}$	$p(\Delta m)$	$p(\Delta m)$ Блинк
0,00—0,25	10	242	0,04	0,06	0,06	0,00
0,25—0,50	16	177	0,09			
0,50—0,75	18	120	0,15	0,27	0,33	0,25
0,75—1,00	38	88	0,43			
1,00—1,25	27	53	0,51	0,57	0,54	0,50
1,25—1,50	14	19	0,74			
1,50—1,75	13	17	0,76	0,83	0,79	0,75
1,75—2,00	7	7	1,00			
2,00—2,25	2	4	0,50			
2,25—2,50	3	3	1,00			
>2,50	18	21	0,86			

Т а б л и ц а 6

Функция $f(\Delta m, m)$ в зависимости от амплитуды и звездной величины

$\Delta m \backslash m$	<15,0	15,0—16,0	16,0—17,0	17,0—18,0	18,0—19,0	> 19,0
0,00—0,20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
0,20—0,40	0,12	0,07	0,02	0,00	0,00	0,00
0,40—0,60	0,21	0,15	0,12	0,10	0,03	0,00
0,60—0,80	0,31	0,24	0,21	0,18	0,11	0,04
0,80—1,00	0,40	0,34	0,30	0,27	0,20	0,07
1,00—1,20	0,51	0,45	0,40	0,37	0,28	0,10
1,20—1,40	0,62	0,55	0,50	0,46	0,35	0,13
1,40—1,60	0,71	0,63	0,58	0,55	0,42	0,17
1,60—1,80	0,78	0,69	0,65	0,62	0,47	0,21
1,80—2,00	0,82	0,74	0,70	0,66	0,51	0,25
2,00—3,00	0,84	0,76	0,73	0,71	0,54	0,32
3,00—4,00	0,85	0,80	0,77	0,75	0,56	0,41
>4,00	0,85	0,82	0,80	0,76	0,64	—

цированы по звездным величинам m и амплитудам. Статистические данные взяты из работы Плаута (1966), где обработке подверглись 543 звезды. На основе табл. 4 и 6 можно предвычислить вероятности открытия в зависи-

мости от амплитуды и звездной величины $p(m, \Delta m)$. На рис. 8, а и б представлены вероятности открытия p_5 и p_{10} после сравнения пяти и 10 пар фотографий (Плаут,

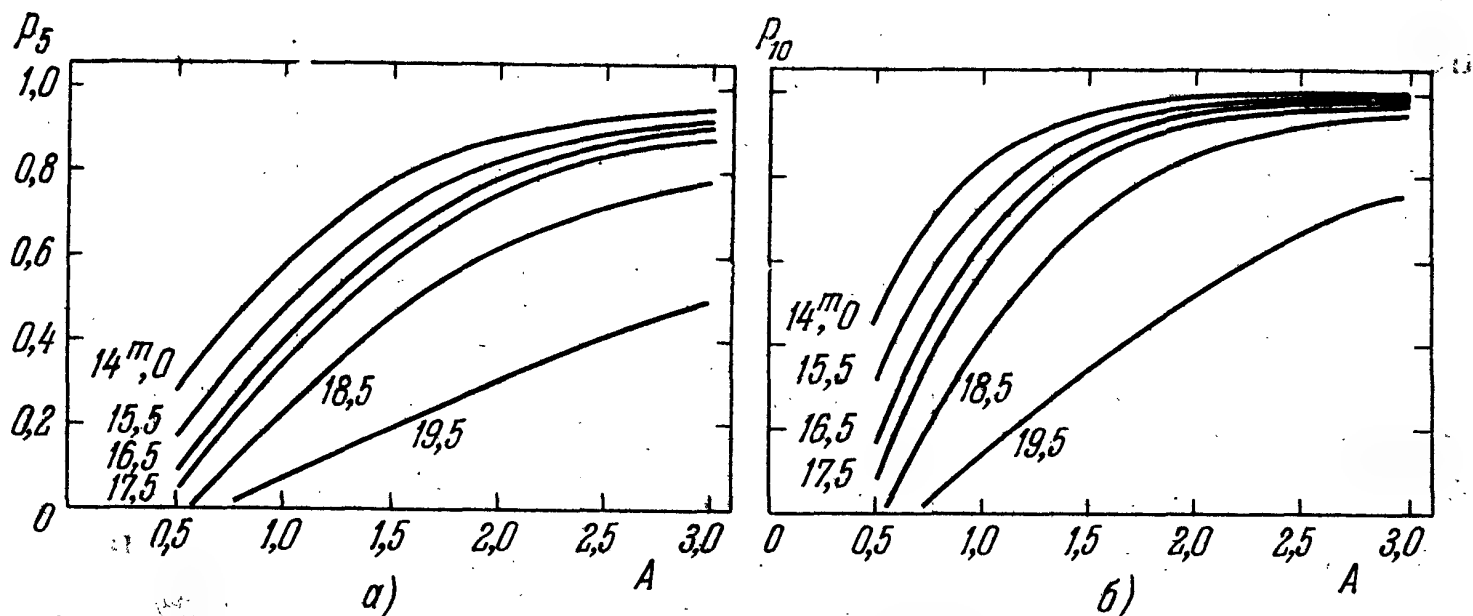


Рис. 8. Вероятности открытий при сравнении пяти (а) и десяти (б) пар фотографий в зависимости от амплитуды.

1966). В табл. 7 приводятся те же данные для вероятности открытия на одной паре фотографий p_1 для звезды с кривой блеска цефеидного типа (быстрый подъем блеска, пологий спуск после максимума (см. рис. 7).

Т а б л и ц а 7

Вероятности открытий $p(m, A)$ в зависимости от амплитуды и звездной величины

$A \backslash \bar{m}$	$<15,0$	$15,0-16,0$	$16,0-17,0$	$17,0-18,0$	$18,0-19,0$	$>19,0$
0,60	0,082	0,054	0,033	0,023	0,007	0,000
0,80	0,121	0,086	0,064	0,050	0,025	0,007
1,00	0,158	0,120	0,095	0,080	0,048	0,015
1,25	0,211	0,169	0,140	0,122	0,082	0,028
1,50	0,260	0,214	0,183	0,163	0,114	0,041
1,75	0,307	0,257	0,225	0,204	0,146	0,055
2,00	0,348	0,296	0,263	0,240	0,175	0,071
3,00	0,465	0,406	0,372	0,350	0,260	0,128
4,00	0,530	0,473	0,440	0,418	0,311	0,177

§ 5. Определение вероятностей открытия по кривым блеска

В формуле (1.30) под функцией $g(A, h)$ можно понимать теоретическую вероятность открытия, которая подсчитывается по известной кривой блеска. В этом случае под вероятностью открытия понимается вероятность того, что разность блеска $m_2 - m_1 = \Delta m$, соответствующая моментам наблюдения T_1 и T_2 , будет больше порога обнаружения h , т. е. можно определить $g(A, h)$, зная заранее кривую блеска звезды или имея достаточно длительный ряд разрозненных наблюдений блеска. В последнем случае мы должны так вести наблюдения, чтобы моменты наблюдений располагались случайно по отношению к фазам изменений блеска звезды (иначе, чтобы не было предпочтения наблюдениям в максимальном, промежуточном или минимальном блеске). Однако эффектов селекции удастся избежать не всегда, особенно, для периодических переменных звезд.

Наиболее общий способ вычисления функции $g(A, h)$ основан на использовании функции распределения звездных величин (функции частоты встречаемости разных звездных величин в ряде наблюдений). Этот способ применим также к неправильным и полуправильным переменным, если наблюдения достаточно полны (Курочкин, 1965).

Дискретное распределение наблюдений по звездным величинам (частоты звездных величин) строится по эмпирическим данным в интервалах $[m - \Delta m, m + \Delta m]$, например, через каждые 0^m05 ($\Delta m = 0^m025$). Делением каждой частоты на общее число наблюдений производится нормирование кривой распределения; в результате мы получаем эмпирические вероятности. Пусть теперь $h = n_0 \cdot \Delta m$ — порог обнаружения — наименьшая разность в блеске, при которой еще может быть обнаружена переменность звезды. h составляет обычно $0^m20 - 0^m35$. Пусть p_x — вероятность того, что в момент T_x на первой фотографии блеск равен m_x (x — целочисленный индекс); p_x легко определить по нормированной функции распределения при m_x . Тогда вероятность, что на второй фотографии блеск окажется в интервале $[m_x - h, m_x + h]$, равна

$$p_y = \sum_{x=n_0}^{x+n_0} p_x. \quad (1.31)$$

На кривой распределения эта величина определяется площадью полосы внутри значений аргумента $[m_x \pm h]$; n_0 зависит от порога h и шага распределения Δm (например, если распределение построено с шагом $\Delta m = 0^m,05$ и $h = 0^m,35$, то $n_0 = 7$). Вероятность совместного осуществления двух событий — блеска m_x на первой фотографии

и блеска вне интервала $[m_x - h, m_x + h]$ на второй фотографии равна произведению $p_x(1 - p_y)$, а вероятность открытия звезды получается как результат суммирования таких случаев при любых значениях индекса (так как все значения x имеют равную возможность осуществиться):

$$g(A, \Delta m) = \sum_{x=0}^n p_x(1 - p_y). \quad (1.32)$$

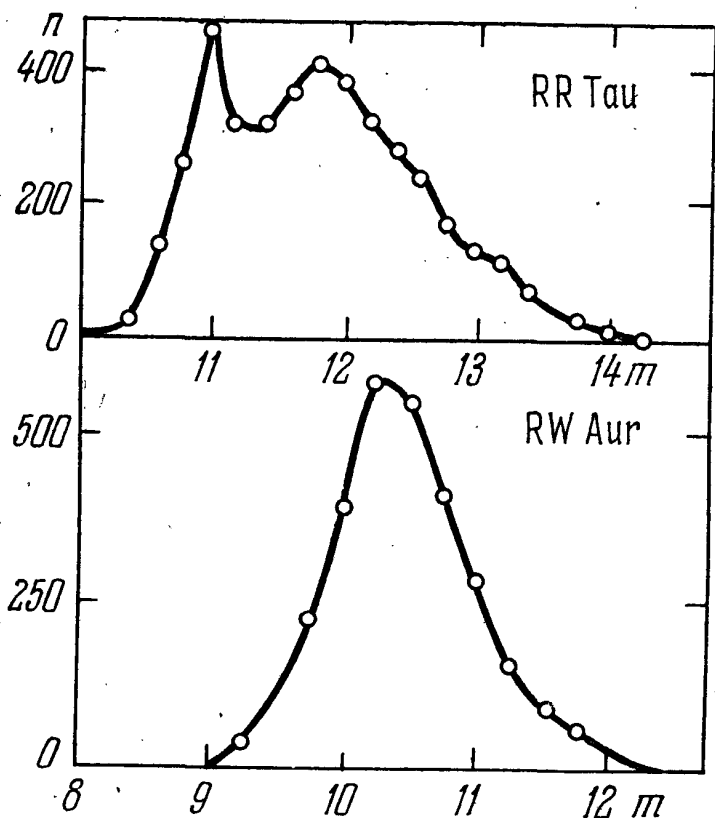


Рис. 9. Кривые распределения наблюдений по звездным величинам для звезд RW Aur и RR Tau.

рикова, 1952) и RW Aur (Холопов, 1956). При амплитуде $A = 4^m,3$ для RR Tau вероятность открытия, вычисленная по формуле (1.32), оказалась равной 0,73. Для RW Aur при $A = 3^m,8$ вероятность $g(A, \Delta m) = 0,63$. Это близко к тому, что получается для периодических переменных звезд с соответствующими амплитудами. Теоретические распределения для разных типов переменных звезд были построены Эпиком (1933) (рис. 10). На вид кривой распределения, особенно при небольших амплитудах, влияют ошибки наблюдений, приводящие к «размазыванию» деталей. Если A — амплитуда, σ — средняя квадратичная ошибка одного наблюдения, то A/σ можно принять за безразмерный параметр, от которого отчасти зависит вид функции распределения (см. рис. 10). По данным Эпика для разных A/σ были вычислены вероятности открытий по формуле (1.32) для синусоиды $\sin$ и для звезд ST Vir (кривая блеска

На рис. 9 показаны функции распределения для неправильных переменных звезд RR Tau (Ста-

вида RRa), δ Cep, RV Tau. Примем для $\sigma = 0^m,15$ обычную точность глазомерных фотографических оценок блеска. Тогда из величин A/σ можно получить некоторые амплитуды A , которые мы условно приписываем функциям распределения и найденным по ним вероятностям открытия.

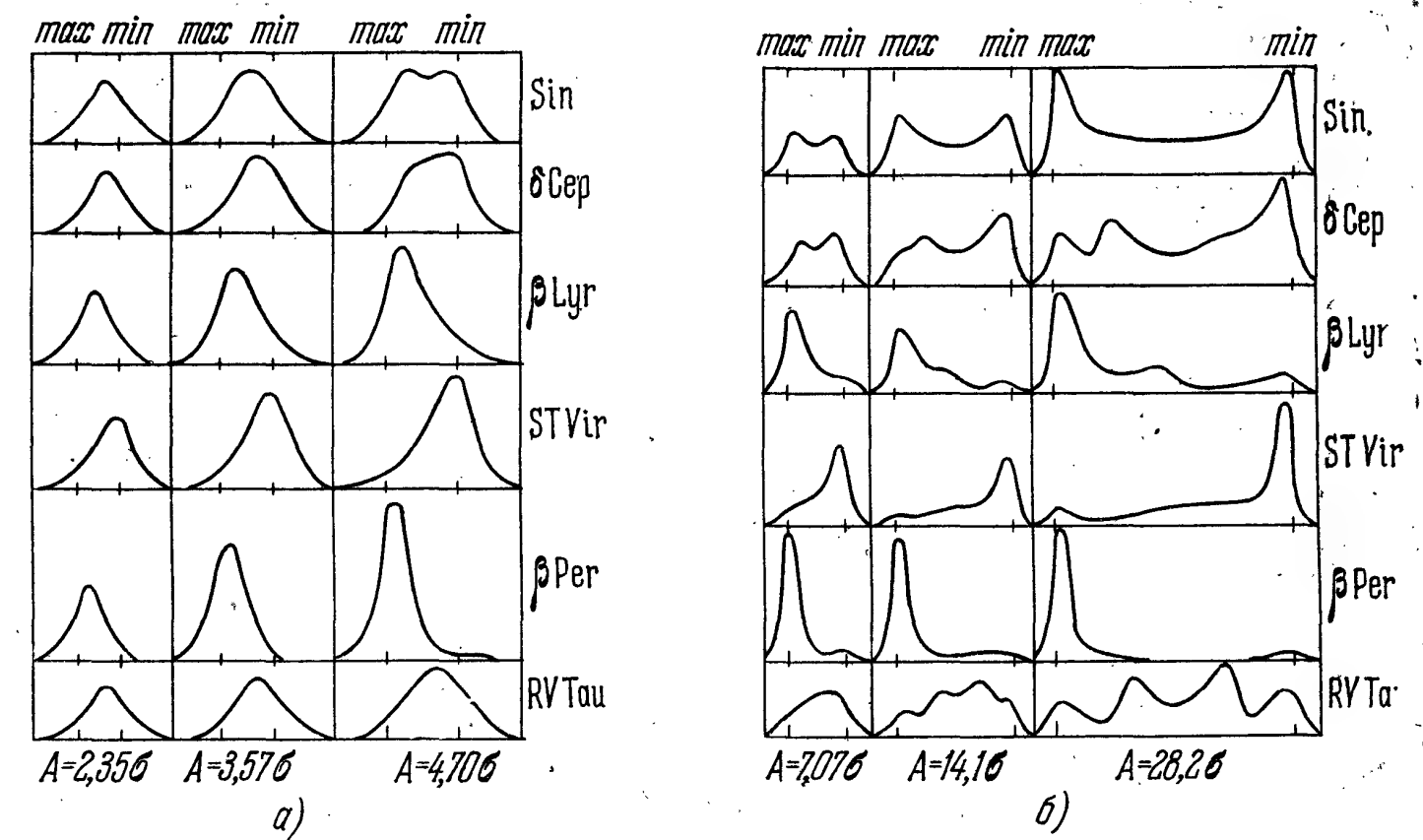


Рис. 10. Кривые распределения для звезд разных типов по данным Эпика (1933).

Результаты расчетов даны в табл. 8 и на рис. 11 (отмечены крестиками). При других значениях σ мы имели бы такие же кривые распределения при других значениях амплитуд изменения блеска, поэтому приписывание кривым распределения и найденным по ним вероятностям амплитуд имеет иллюстративный характер.

Порог обнаружения h нельзя считать фиксированной величиной. Возможны случайные открытия звезд с ампли-

Т а б л и ц а 8

Вероятности открытий, определенные из кривых распределения

Звезда	A/σ	$A(\sigma=0^m,15)$	$p(A)$	Звезда	A/σ	$A(\sigma=0^m,15)$	$p(A)$
ST Vir	2,35	0,35	0,11	δ Cep	3,53	0,53	0,24
	3,53	0,53	0,20		7,07	1,06	0,50
	7,07	1,06	0,40		14,1	2,12	0,69
	14,1	2,12	0,60		28,2	4,22	0,84
				RV Tau			

тудами, меньшими пороговой, и пропуска звезды с большими амплитудами.

Можно предположить, что частоты p_h порога h имеют гауссово распределение (Квиз, 1956). Дисперсия σ_h , по-видимому, невелика, и можно положить $p_h = 0$ при $h = 0$ и $h = 2h_0$, где h_0 — среднее значение. Для вычисления вероятностей открытия в этом случае в формулу (1.32) следует ввести нормированную весовую функцию p_h . Соответствующие расчеты сделаны Квизом (1956)

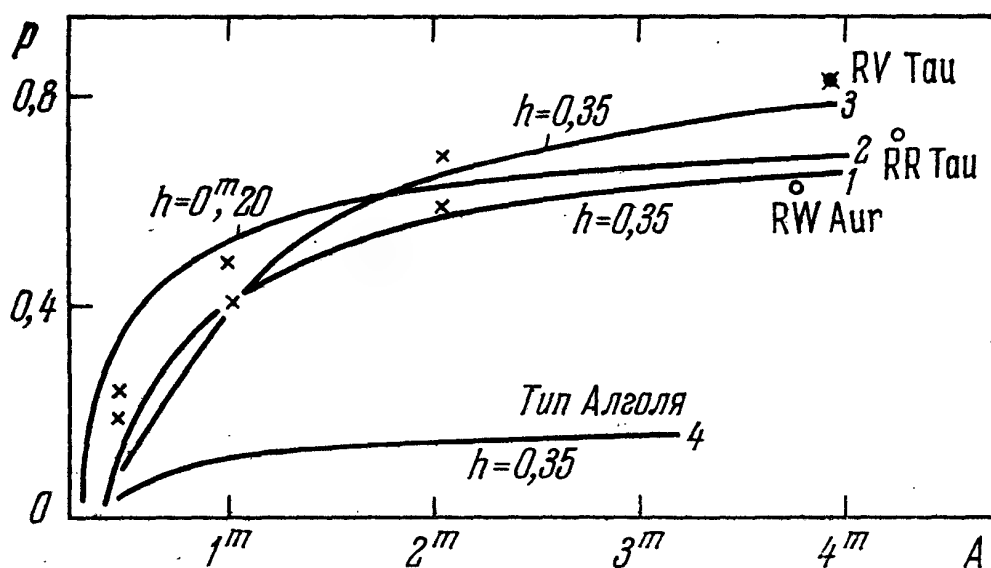


Рис. 11. Зависимость вероятности открытия от амплитуды, вычисленная по кривым распределения и по моделям кривых блеска.

для вероятностей открытий, определенных оригинальным геометрическим методом. Рис. 12 показывает результаты вычислений. Пунктирная кривая получена при $h = \text{const}$, сплошная линия — вероятности открытий при гауссовом распределении h . Как видно из рисунка, вследствие неустойчивости порога различения происходит некоторое «размывание» вероятностей открытия при малых амплитудах, что создает возможность обнаружения переменных звезд с амплитудами ниже среднего порога. Эти результаты носят скорее качественный характер.

Для определения вероятностей открытия переменности по кривым блеска (величины $g(A, h)$) разные авторы использовали разные методы, но результаты расчетов в общем согласуются друг с другом. В некоторых случаях (Саакян, 1952; Курочкин, 1965) применяется способ схематизации кривой блеска.

Во многих случаях кривые блеска переменных звезд хорошо представляются кусочно-линейной функцией. Тогда легко определяется вероятность, с которой на тот или иной участок кривой блеска мы можем попасть при наблюдениях в моменты T_1 и T_2 . Можно выделить прямолинейные участки, соответствующие области максимума, минимуму, восходящей или нисходящей ветвям. Таким

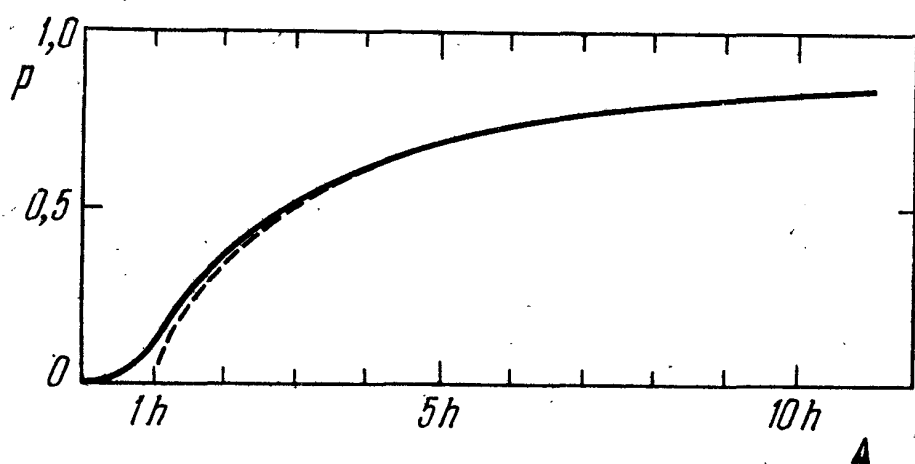


Рис. 12. Зависимость вероятности открытия от амплитуды при дисперсии порога различения h . Пунктиром показана такая же зависимость при отсутствии дисперсии (Квиз, 1956).

путем строится схематизированная кривая блеска, по которой легко вычислить вероятности попасть на соответствующую часть кривой $p_{\max}$, $p_{\min}$, $p_{\text{в}}$, $p_{\text{н}}$. На оси звездных величин отметим отрезок $[m_i \pm h]$; тогда на схематизированной кривой отсекаются области, в пределах которых, если туда попадет второе наблюдение, открытие переменности не состоится. Вне этой узкой зоны вокруг значения $[m_i \pm h]$ разности звездных величин на кривой блеска будут больше порога различения и открытие переменности становится возможным. Подсчет вероятности открытия производится суммированием всех возможных вариантов (m_i, m_j) , для чего ось звездных величин разбивается на элементарные отрезки с определенным шагом.

Рассмотрим четыре модели кривых блеска при следующих предположениях:

Тип кривой блеска	$p_{\max}$	$p_{\min}$	$p_{\text{в}}$	$p_{\text{н}}$	h
1. Тип RRa	0,0	0,5	0,2	0,3	0,35
2. Тип RRb	0,0	0,0	0,3	0,7	0,35
3. Тип RRa	0,0	0,5	0,2	0,3	0,20
4. Тип Алголя	0,9	0,0	0,05	0,05	0,35

По этим данным легко получить представление о виде кривой блеска. Вероятности открытия, вычисленные по таким схемам при разных амплитудах, представлены на рис. 11 сплошными линиями (Курочкин, 1965).

Результаты согласуются с вероятностями открытий, вычисленными другими способами (Квиз, 1956; Саакян, 1952; Плаут, 1953).

Изящный геометрический способ вычисления вероятностей открытия по заданной кривой блеска предложил Квиз (1956). Идея способа понятна из рис. 13.

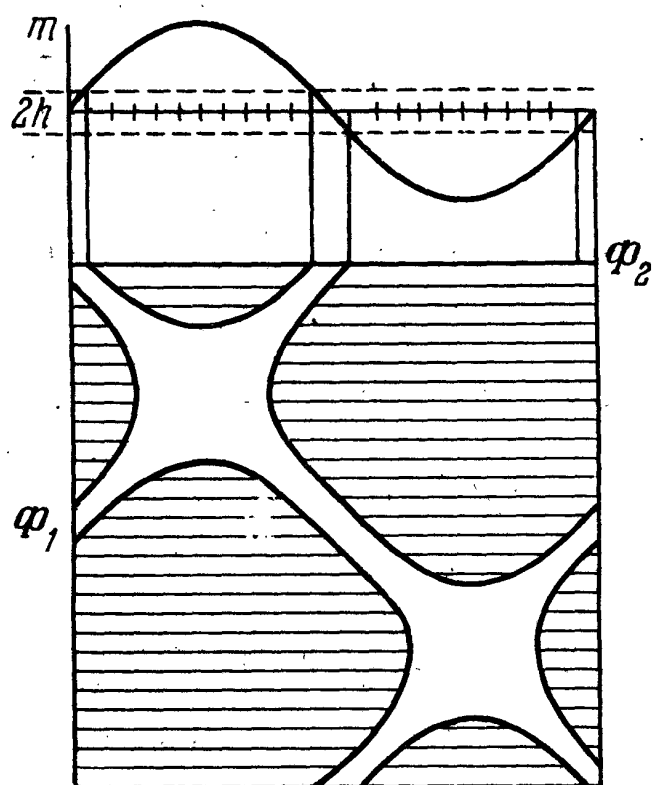


Рис. 13. Геометрический способ определения вероятности открытия по Квизу (1956).

Момент, соответствующий первой фотографии, приходится на некоторую фазу Φ_1 , при которой блеск был m_1 . Будем отмечать по горизонтальной оси фазы первого наблюдения Φ_1 , по вертикали — фазы второго наблюдения Φ_2 . Отметим точки $m_1 - h$ и $m_1 + h$ и проведем через них прямые, отсекающие области, где открытие переменной оказывается невозможным (m_2 при этом попадает внутрь интервала $[m_1 \pm h]$). Все возможные сочетания фаз $[\Phi_1, \Phi_2]$ заполняют некоторый квадрат. Теперь

геометрическим построением легко выделить области, в которых различия в блеске $m_2 - m_1 < h$. Эти области оставим незаштрихованными, а области, где открытие возможно ($m_2 - m_1 > h$), заштрихуем, как на рис. 13. Отношение площадей заштрихованной зоны и всего квадрата и определяет вероятность открытия.

Следует еще раз напомнить, что вычисленные по кривым блеска вероятности открытия имеют формальное значение. Чтобы получить действительную вероятность открытия, нужно учесть функцию $f(\Delta m)$ в формуле (1.30), отражающую субъективные факторы, эффекты селекции и неучитываемые, может быть, еще не известные эффекты.

§ 6. Эффекты селекции

Проблема полноты исследованности избранных звездных областей решается описанными статистическими методами весьма приближенно. Поиски переменных звезд даже в ранее хорошо исследованных областях неба почти всегда приводят к обнаружению новых переменных звезд; обычно это звезды с малыми вероятностями открытия, особенно затменные звезды. Звезды с большими вероятностями открытия обнаруживаются в первую очередь, но вступление в строй более мощных инструментов и переход к исследованию более слабых звезд открывает и здесь новые перспективы.

Систематические поиски переменных звезд обычно ведутся по фотографиям. Это приводит к преобладанию переменных звезд с амплитудами $> 0^m,5$. В действительности звезды с небольшими колебаниями блеска более многочисленны. Такие звезды выявляются при фотоэлектрических наблюдениях, однако систематические поиски переменных звезд фотоэлектрическими приборами слишком трудоемки и практически не ведутся.

Вероятности открытий существенно зависят от предельной звездной величины на фотографиях. Открытие слабых переменных звезд с мощными инструментами зачастую приводит к существенному пополнению числа открытых переменных звезд, но при этом возрастает неравномерность исследованности звездного неба и неоднородность каталогов переменных звезд.

В работе наблюдателя переменных звезд присутствует элемент ритмичности, связанный с сезонностью или с наблюдениями в одни и те же часы звездных суток. Наложение ритма наблюдений на ритмы колебаний периодических переменных звезд может вызвать нежелательные эффекты селекции периодов (эффекты «фильтрации»). Учет эффектов «фильтрации» периодов создает несколько иной аспект в изучении вероятностей открытия переменности блеска (Курочкин, 1965).

Интервал $T_2 - T_1 = \Delta T$ между моментами экспонирования фотопластинок можно рассматривать как некоторую систему с собственной частотой и соответствующими гармониками $\Delta T/n$, где n — целые числа. Звезды с периодами, близкими к ΔT или $\Delta T/n$, будут отсеиваться

при поисках переменности. Фильтрация периодов может быть решающим фактором, влияющим на открытия периодических переменных звезд. Область пропускания «фильтра» ΔT имеет, по-видимому, вероятностный характер и зависит от многих трудно учитываемых факторов: амплитуды, формы кривой блеска, порога обнаружения. Мы должны представлять себе, что границы «фильтра» и «узлы» гармоник несколько «размыты» за счет действия этих факторов.

Все периодические переменные звезды одного типа с некоторым распределением по периодам следует рассматривать как единую группу, в которой при поисках переменных происходит отбор периодов. Если периоды переменных звезд много меньше интервалов ΔT , селекция периодов незаметна и мало влияет на получаемое распределение звезд по периодам (если к тому же число сравниваемых пар фотографий велико). Интервалы ΔT в несколько сотен дней, которые обычны в практике поисков переменных, и, особенно, если они кратны году, могут существенно изменить наши данные о распределении по периодам долгопериодических переменных звезд.

Для вычисления вероятностей открытия периодических переменных требуется, следовательно, несколько иной подход, чем обсуждавшийся до сих пор чисто статистический. Момент первого наблюдения T_1 может с одинаковой вероятностью попасть на любую фазу колебания, и блеск m_1 определяется, как и раньше, чисто случайными причинами. Так как $\Delta T = k \cdot P + \Delta T'$, то число целых циклов «снимается» и можно всегда предполагать, что $\Delta T' < P$. $\Delta T'$ — это интервал времени, постоянный для взятой пары фотографий и некоторой переменной звезды, вероятность открытия которой мы определяем. Мы теперь должны зафиксировать фазу Φ_1 и блеск m_1 как случайные величины, а затем, складывая $\Phi_1 + \Delta T' = \Phi_2$, определить, каким блеском m_2 будет обладать звезда при фазе Φ_2 . Если $m_2 - m_1 > h$, мы предполагаем, что открытие переменной может произойти. Скользя вдоль всех возможных значений Φ_1 и имея постоянный эталон $\Delta T'$ для вычисления Φ_2 , можно подсчитать вероятность открытия периодической переменной. Для большинства фаз она оказывается несколько выше, чем при случайном распре-

делении фаз Φ_1 и Φ_2 (при одних и тех же моделях кривых блеска). Это преимущество в вероятности открытий при некоторых соотношениях между $\Delta T'$ и периодом сводится к нулю описанным эффектом «фильтрации», так что для некоторой совокупности периодов, и при достаточном разнообразии интервалов ΔT средние вероятности открытия оказываются такими, как они получаются статистическими методами. Однако теперь мы знаем, какие систематические отрицательные эффекты возможны при поисках переменных звезд.

Пусть интервал ΔT и периоды переменных звезд сравнимы и распределение звезд по периодам неоднородно. Так, распределение звезд типа RR Lyr в шаровом скоплении МЗ по периодам имеет максимум при $P \sim 0^d5$ и медленный спад к $P \sim 0^d8$. При некоторых упрощающих предположениях относительно кривой блеска можно выделить на кривой распределения по периодам «люки» в периодах, которые создаются в результате «фильтрации» некоторым интервалом ΔT . Мы предполагаем, что кривая блеска имеет пилообразную форму и амплитуда изменения блеска $A = 2h$. Тогда вероятность открытия, которую легко подсчитать по такой модели, составит 0,5, и ширина «люков» будет примерно такой же, как и ширина промежутков между ними. Отношение площадей «люков» к площади полного распределения по периодам дает представление о вероятности открытия, исходя только из предположения о существовании «фильтрации» (при заданной модели для кривой блеска и пороге h). Задавая разные интервалы ΔT , можно получить ход вероятности открытия в зависимости от длины ΔT (рис. 14). Мы видим, что при малых значениях ΔT вероятности открытий сильно варьируют; при $\Delta T \gg P$ неравномерности в распределении звезд по периодам перестают играть существенную роль, а вероятность открытия стремится к своему среднему значению, в нашем случае 0,5. Причина этого заключается в том, что «люки» сужаются с увеличением ΔT .

Таким образом, легко попасть в ситуацию, когда при малых ΔT мы будем открывать меньше переменных, чем можно ожидать из вероятностных соображений, либо, наоборот, переменных окажется больше, чем мы ожидаем. Повторные открытия переменных звезд также могут

оказаться более редкими, — и тогда способ Ван-Гента, основанный на повторных открытиях, даст фиктивные заниженные величины вероятностей открытия.

В связи с эффектами «фильтрации», возможно, следует пересмотреть рекомендации о случайном подборе пар фотографий для поисков переменных звезд. Требование независимости пар друг от друга также получает другой смысл, так как интервалы ΔT не должны быть еще и соизмеримыми. Представляется более полезным разделить весь

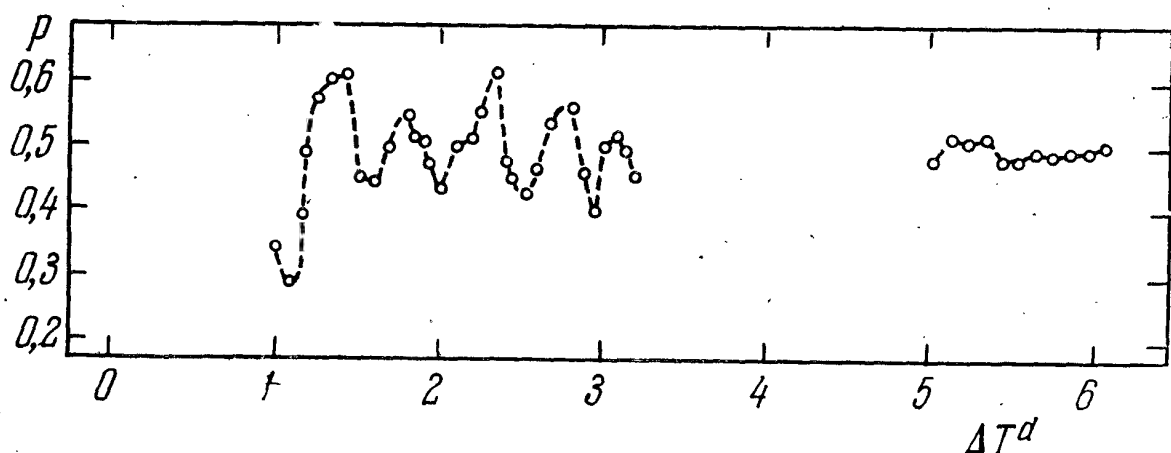


Рис. 14. Влияние эффекта фильтрации на вероятность открытия переменных типа RR Lyr в скоплении М 3. Вероятность открытия зависит от интервала во времени между взятыми для сравнения фотографиями.

диапазон возможных периодов переменных звезд (быть может, он не ограничен ни сверху, ни снизу) на поддиапазоны вида $0^d0—0^d1$; $0^d1—1^d0$; $1^d0—10^d$; $10^d—100^d$; $100^d—1000^d$, насколько это возможно, и каждый из поддиапазонов покрыть несколькими несоизмеримыми интервалами ΔT_i . Для этого лучше взять некоторую исходную фотографию с моментом наблюдения T_0 и к ней подыскивать фотографии в последовательные моменты времени T_1 , T_2 , T_3 , ... так, чтобы все поддиапазоны были представлены с достаточной полнотой. В каждом поддиапазоне достаточно выбрать 3—4 пары для сравнения. Поиски неправильных и затменных переменных звезд при таком способе подбора пар не терпят ущерба, а выявление периодических переменных становится более полным. Однако никакие рекомендации не следует канонизировать. Проблема селекции при открытиях переменных звезд и выбор наиболее эффективных способов поисков еще требует более детальных исследований.

§ 7. Динамика открытий переменных звезд во времени

В науке существует неразрешимое противоречие между стремлением к охвату все более широкого круга объектов и ограниченностью материальных возможностей. Темпы роста открытий переменных звезд отражают это противоречие.

В качестве индикатора уровня развития науки о переменных звездах можно взять число переменных звезд, зарегистрированных в каталогах разных эпох создания. Эти данные приведены в табл. 9, часть которой до 1948 г. заимствована из предшествующих источников (Кэмпбелл, Яккиа, 1945); (Зверев, Кукаркин и др., 1947). Эти данные представлены также на рис. 15. Число известных переменных звезд, начиная примерно с 1850 г. удваивалось каждые 10 лет. Начиная с 1948 г. рост открытий замедлился, теперь каждое десятилетие происходит увеличение числа зарегистрированных переменных звезд в $\sim 1,4$ раза.

Т а б л и ц а 9

Открытия переменных звезд по данным каталогов разных лет

Год	Автор	Число звезд	Год	Автор	Число звезд
1786	Пиготт	12	1907	Кэннон	1 380
1844	Аргеландер	18	1915	Мюллер, Хартвиг	1 687
1850	Аргеландер	24	1926	Прагер	2 906
1854	Погсон	53	1930	Прагер	4 581
1865	Чамберс	113	1935	Прагер	6 776
1875	Шёнфельд	143	1940	Шнеллер	8 254
1884	Гор	191	1943	Шнеллер	9 476
1893	Чандлер	260	1947	Кукаркин, Паренаго	10 912
1896	Чандлер	393	1957	Кукаркин, Паренаго и др.	14 708
1903	Пикеринг	701	1967	Кукаркин и др.	20 437

Ко времени составления последнего, третьего издания «Общего каталога переменных звезд» (СССР) было обозначено 20 437 переменных звезд. Более 15 000 переменных звезд находятся в стадиях обработки и обозначения либо

состоят в списках заподозренных малоисследованных переменных. Можно принять, что степень исследованности переменных звезд составляет не более 60%. В действительности степень исследованности много ниже, так как среди звезд, занесенных в окончательные каталоги, многие не имеют твердо установленных характеристик переменности. Можно сказать, что несмотря на значительный,

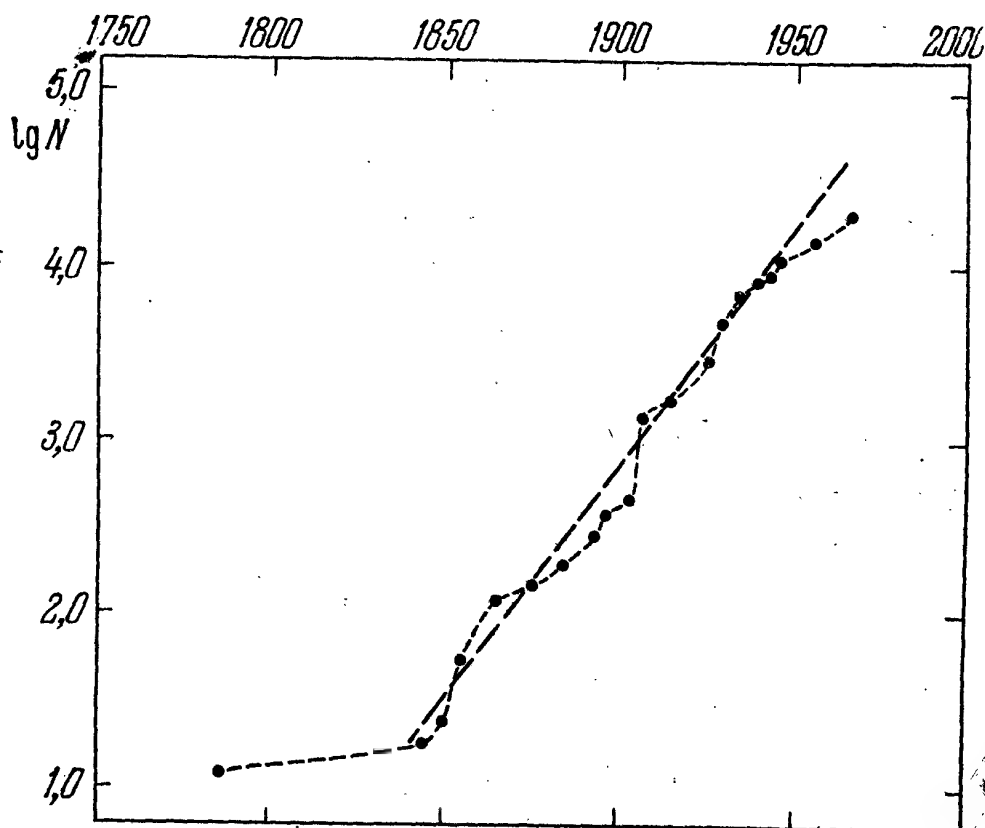


Рис. 15. Число переменных звезд, зафиксированных в каталогах переменных звезд. В последние годы заметно относительное снижение темпов открытия переменных.

почти экспоненциальный рост числа открытий переменных звезд, качественное содержание исследований остается низким.

Многочисленность объектов исследования была бы непреодолимым препятствием для развития знаний, если бы не существовало способности к обобщению данных. Эта способность выражается прежде всего в умении классифицировать объекты, выделять среди них однотипные. Обнаружение переменных звезд новых типов хотя и происходит часто в процессе рутинных поисков, имеет важное значение для развития астрономической науки в целом, так как неизмеримо расширяет область исследования. Здесь более эффективными кажутся поиски качественно новых методов открытия, при которых возможности обна-

ружения новых объектов существенно возрастают. Так, открытие весьма специфических переменных объектов, пульсаров, происходило отнюдь не в рамках обычных исследований переменных звезд, а радиоастрономическими методами. Применение спектроскопических методов и радиоастрономии для поисков пекулярных переменных объектов представляется весьма перспективным. Широкие возможности открывает применение телевизионной техники для сокращения экспозиций, что дало бы возможность детально изучать короткопериодические процессы и обнаруживать быстрые колебания блеска слабых звезд — область, практически не изученная. Создание более мощных астрономических инструментов, применение средств автоматизации, поиски качественно новых, более эффективных способов открытия и исследования переменных звезд — все это должно привлекать большее внимание, чем стремление исчерпать старые, уже проверенные, но для нашего времени мало эффективные методы научного исследования.

Количество переменных звезд, зарегистрированных исследователями, растет, но мы далеки от того, чтобы равномерно и с достаточной полнотой изучить все звездное небо. Развитие средств автоматизации, возможно, придаст новый размах работам по открытию и изучению переменных звезд, но не исключено, что экстенсивные исследования без надлежащего планирования приведут к необозримому хаосу информации, в котором потонут усилия ученых, специализирующихся в узкой области. Чтобы этого не случилось, нужно стремиться к интенсивному развитию науки о переменных звездах, нужен качественный рост исследований, что позволяет выделять наиболее информативно-емкие и перспективные направления в изучении переменных звезд.

ЛИТЕРАТУРА

Б л а ж к о С. Н., 1933, АЖ 10, 487.

Б л а ж к о С. Н., 1934, АЖ 11, 385.

Б о р г м а н, 1956 — Borgman J., Groningen Publ. No. 58.

В а н-Г е н т, 1933 — Van Gent H., BAN 7, 27.

З в е р е в М. С., К у к а р к и н Б. В., М а р т ы н о в Д. Я.,
П а р е н а г о П. П., Ф л о р я Н. Ф. и Ц е с е в и ч В. П.,
Переменные звезды, том III, «Методы изучения переменных
звезд», М.— Л., 1947.

- К в и з, 1956 — Kviz Zdeněk, Brno Contr. No. 14.
К и а н г, 1962 — Kiang T., Obs. 82, 57.
К у р о ч к и н Н. Е., 1957, Астрон. цирк. № 176.
К у р о ч к и н Н. Е., 1962, ПЗ 14, 15.
К у р о ч к и н Н. Е., 1965, ПЗ 15, 329.
К э м п б е л л, Я к к и а, 1945 — Campbell L., Jacchia L., The Story of Variable Stars, Philadelphia.
П л а у т, 1953 — Plaut L., Groningen Publ., No. 55.
П л а у т, 1965 — Plaut L., in Galactic Structure, Chap. 13, Chicago.
П л а у т, 1966 — Plaut L., BAN Suppl. 1, No. 3.
П л а у т, Б о р г м а н, 1954 — Plaut L., Borgman J., Obs. 74, 181.
Р и х т е р, 1966 — Richter G., MVS 4, Н. 1, 1.
Р о ж к о в с к и й Д. А., 1961, АЖ 38, 284.
С а а к я н Р. А., 1952, Бюракан сообщ. 10.
С т а р и к о в а Г. А., 1952, ПЗ 8, 244.
Ф е р в е р д а, 1943 — Ferwerda J. G., BAN 9, 343.
Х о л о п о в П. Н., 1956, ПЗ 10, 390.
Х о ф ф м е й с т е р, 1933 — Hoffmeister C., AN 250, 401.
Э п и к, 1933 — Öpik E., HC No. 393.

ГЛАЗОМЕРНЫЕ ОЦЕНКИ БЛЕСКА И ОБРАБОТКА НАБЛЮДЕНИЙ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

В. П. Цесевич

Изучая переменную звезду, исследователь должен прежде всего установить, как изменяется ее блеск в зависимости от времени. Поэтому каждое такое наблюдение приводит к определению двух величин — момента наблюдения T и блеска L .

Простейшее определение блеска — глазомерная относительная оценка. Блеск переменной звезды сравнивается с блеском соседних удобно подобранных звезд сравнения. Методы этих оценок одинаковы как при визуальных наблюдениях, так и при изучении фотографических снимков неба, получаемых широкоугольными камерами. Глазомерные оценки используются не только для первоначального исследования переменной звезды, но и при повторных исследованиях, так как ряд задач не требует применения более рафинированных методов наблюдений. К таким задачам относятся, например, определение экстремумов блеска, которые используются при исследовании изменчивости периода.

§ 1. Методы глазомерных оценок блеска

Многие исследователи предлагали свои оригинальные методы. Однако наибольшее распространение получили три способа, на которых мы и остановимся.

а) *Метод Аргеландера*. Метод был предложен в середине XIX столетия одним из первых исследователей переменных звезд Ф. Аргеландером. В нем используется трудно определимое понятие «степени», оказывающееся, однако, вполне реальным и статистически устойчивым.

Сравнивая блеск двух звезд, переменной звезды v и звезды сравнения a , наблюдатель оценивает разность их блеска в условных «степенях».

Предоставим слово Аргеландеру, который писал: «Если две звезды... кажутся мне всегда одинаково яркими, или если я могу то одну, то другую оценить как немного более яркую, то я называю такие звезды одинаково яркими и пишу $v = a$.

Если мне на первый взгляд звезды кажутся одинаково яркими, но при внимательном рассматривании и при повторном переносе взгляда то с a на v , то с v на a , звезда a кажется мне всегда или за редкими исключениями чуть заметно ярче v , то я называю a на 1 степень более яркой, чем v , и обозначаю это $a1v$. Более яркая звезда ставится перед числом, а более слабая после него.

Если одна звезда кажется определенно и вне всяких сомнений ярче другой, то такое различие принимается за две степени и обозначается $a2v$, если a ярче v , или $v2a$, если v ярче a .

Бросающееся в глаза с первого же взгляда различие соответствует трем степеням и обозначается $a3v$.

Наконец, оценка $a4v$ обозначает еще более разительное различие» (Зверев и др., 1947, стр. 64).

Сравнение блеска производится не с одной, а с несколькими звездами сравнения, причем желательно использование как более ярких звезд сравнения, так и более слабых, чтобы каждая оценка «замыкалась» внутри интервала.

Несмотря на кажущуюся неопределенность понятия «степени» наблюдатель быстро приобретает необходимый навык и его степень стабилизируется.

в) *Метод Пиккеринга*. Предложен в 1881 г. и является чисто интерполяционным. Выбираются две звезды сравнения, a и b , не очень отличающиеся по блеску, так чтобы одна была ярче переменной, а вторая — слабее. Интервал блеска делится мысленно на 10 частей и производится оценка блеска переменной v в долях этого интервала. Ее записывают в форме $arpv(10 - p)b$.

Для вычисления блеска переменной звезды в этом случае нужно знать звездные величины звезд сравнения. Они далеко не всегда известны и, кроме того, как это будет показано ниже, у каждого наблюдателя могут быть свои, отнюдь не каталожные.

с) *Метод Нейланда — Блажко*. Этот способ является комбинированным, интерполяционным и степенным одновременно.

Предлагается оценивать различие блеска звезды сравнения и переменной в степенях, но замыкать оценку блеска внутри интервала блеска звезд сравнения. Наблюдатель, оценив часть интервала в степенях, оценивает вторую часть интервала, по сравнению с первой, также в степенях. В оценке, как правило, сначала пишется обозначение более яркой звезды, затем переменной и в конце слабой: $apvqb$. Очевидно, что величина $p + q$ может быть какой угодно.

§ 2. Обработка глазомерных оценок блеска

Остановимся на способе обработки наблюдений, выполненных по методу Нейланда — Блажко, так как он в настоящее время наиболее употребителен и наиболее точен.

Прежде всего составляется степенная шкала блеска звезд сравнения. Из всех оценок, в которых использована данная пара звезд сравнения, скажем, пара (a, b) , вычисляются и затем усредняются величины $p + q$. Таким образом создается совокупность разностей блеска звезд сравнения вида

$$\begin{aligned} b - a &= \overline{p_1 + q_1} = \alpha, & c - b &= \overline{p_2 + q_2} = \beta, \\ d - c &= \overline{p_3 + q_3} = \gamma, \\ e - d &= \overline{p_4 + q_4} = \delta. \end{aligned}$$

Очевидно, что в этой совокупности число неизвестных на единицу больше числа уравнений. Поэтому принимают блеск самой яркой звезды за нуль и, решая систему, находят шкалу блеска звезд сравнения вида

$$\begin{aligned} a = 0, \quad 0, \quad b = \alpha = B, \quad c = B + \beta = C, \quad d = C + \gamma = D, \\ e = D + \delta = E, \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Далее надлежит вычислить блеск переменной звезды. Рассмотрим индивидуальную оценку sp_3vq_3d . Из нее следует, что интервал блеска $(c - d)$ оценен в $p_3 + q_3$ степеней. По шкале он равен $\gamma = D - C$. Следовательно, блеск переменной можно вычислить по простой интерполяционной формуле:

$$v = C + \frac{D - C}{p_3 + q_3} \cdot p_3. \quad (2.1)$$

Все сказанное относится в равной мере и к визуальным наблюдениям и к оценкам «фотографического блеска», т. е. к почернению и диаметру изображения звезды на снимке звездного неба.

Надо заметить, что у наблюдателя довольно быстро вырабатывается его индивидуальная величина степени. Однако величина степени оказывается зависящей от блеска звезды. Если оцениваются очень яркие или передержанные фотографические изображения звезд, то величина степени будет больше.

§ 3. Редукция шкал

Несмотря на кажущуюся неуверенность и неполную определенность понятия о степени, степенная шкала оказывается очень «устойчивой». Это означает, что две шкалы блеска одних и тех же звезд сравнения, выведенные из двух различных рядов наблюдений, выполненных одним и тем же наблюдателем, но в различные периоды времени, могут отличаться друг от друга, но с большой точностью связаны формулой вида

$$s_1 = a + bs_2. \quad (2.2)$$

После отыскания по способу наименьших квадратов редукционных коэффициентов a и b можно подставить в формулу (2.2) значения s_2 и получить «редуцированные» значения блеска в системе шкалы 1. Они оказываются практически одинаковыми с первоначальными величинами s_1 .

Таким образом, неточность индивидуальной оценки интервала «подавляется» большим статистическим материалом. Средняя степенная шкала оказывается достаточно точной до 0,01—0,02 звездной величины.

Очень желателен перевод степенной шкалы в шкалу звездных величин. Сделать это не так просто. Конечно, считая в первом приближении зависимость «звездная величина — степенная шкала» линейной, можно было бы использовать формулу

$$m = m_0 + ps. \quad (2.3)$$

Однако эта формула может представить наблюдения только в том случае, если звездные величины звезд сравнения определены в той же самой системе (при той же самой цве-

точувствительности), в какой производятся наблюдения переменной звезды, и к которой относится степенная шкала. Этого же никогда не бывает. Поэтому при привязке степенной шкалы к звездным величинам надо пользоваться формулой

$$m = m_0 + ps + cS, \quad (2.4)$$

где S — показатель цвета.

Допустим, что нам известны звездные величины и показатели цвета звезд сравнения. Тогда, решая эту систему по способу наименьших квадратов, мы получим соответствующие коэффициенты m_0 , p и c . Последний из них даст сведения о «цветности» той системы, в которой сделаны степенные оценки наблюдателя.

К обычным наблюдениям переменной звезды предлагаемый способ практически неприложим, так как переменные звезды во время изменения блеска изменяют и цвет. Следовательно, из одних визуальных или одних фотографических наблюдений точную редукцию вывести не удастся. Однако в такой редукции в большинстве случаев даже и нет необходимости. Оценки блеска — визуальные или на фотографических снимках — очень важны, но имеют ограниченное применение. Наличие больших систематических ошибок не позволяет применять полученные глазомерные оценки для таких количественных расчетов, как элементы орбит затменных звезд или тонких эффектов в колебаниях пульсирующих звезд. На моментах же максимумов блеска эти систематические ошибки не отражаются, и редукции оказываются ненужными. Таким образом, при переводе оценок блеска переменной звезды в звездные величины обычно ограничиваются переводом степенной шкалы по формуле (2.3).

§ 4. Систематические ошибки определений блеска

Остановимся подробнее на тех систематических ошибках, которым подвержены оценки блеска звезд, как непосредственно визуальные, так и глазомерные по фотографическим изображениям звезд на снимке.

М. С. Зверев подробно осветил вопрос о систематических ошибках, возникающих при визуальных наблюдениях (Зверев и др., § 12). Из его изложения можно сделать

заклучение о том, что визуальные наблюдения точных результатов практически дать не могут.

Н. Ф. Флоря (Зверев и др., § 10) обратил бóльшее внимание на достоинства фотографического метода — возможность единовременного получения информации о многих звездах, повторного измерения для контроля, изучения блеска звезды в прошедшие интервалы времени. Однако он высказал ошибочное утверждение, что фотографические наблюдения менее подвержены систематическим ошибкам, чем визуальные.

Так как некоторые особенности фотографических измерений подробно освещены в следующей главе, мы ограничимся кратким сравнительным описанием вопроса.

а. Одна из основных ошибок, возникающих при определении блеска, — *ошибка поля*. Она возникает в результате того, что объектив фотокамеры неодинаково «рисует» изображение звезды на пластинке вблизи оптического центра снимка и на расстоянии от него.

Ошибка поля мало сказывается на оценках фотографического блеска переменной звезды, так как изображения звезд сравнения расположены поблизости от изображения переменной звезды, но она сильно сказывается при определении звездных величин звезд сравнения (см. гл. 3).

Казалось бы, что визуальные наблюдения свободны от ошибки поля. Однако это не так. При рассматривании звезд в окуляр мы помещаем обычно переменную звезду в центре поля зрения, а звезды сравнения располагаются ближе к краям, поэтому переменная звезда и звезды сравнения дают изображения в разных частях глаза, что снижает точность оценки. С. Н. Блажко рекомендовал при выполнении оценок переводить телескоп таким образом, чтобы как звезда сравнения, так и переменная, поочередно находились в центре поля зрения, а блеск оценивать «по памяти». Однако это доступно только опытным наблюдателям.

От этой ошибки не свободны и фотографические оценки блеска, производимые при рассматривании снимка неба в лупу.

б. *Ошибка фокусировки* и неправильного положения пластинки в кассете. Эта ошибка свойственна только фотографическому методу. Ошибки фокусировки приводят к тому, что в фокусе оказываются на разных снимках

лучи различных длин волн. При наличии хроматической аберрации объектива лучи других волн вносят свою долю в образование ореола около ядра звездного изображения.

Если пластинка поставлена в кассете наклонно, то разные части снимка окажутся не в фокусе, по-разному, так что оценки будут вообще «неравноправными», т. е. разные части снимка будут вообще несравнимыми. Если же к этому добавить влияние экспозиции и фона, то точность измерений может упасть до $1^m,5$.

Автору пришлось столкнуться еще с одной ошибкой при исследовании углеродных звезд по снимкам московской коллекции, полученным при помощи 40-см астрографа. К сожалению, его объектив имеет большую хроматическую аберрацию. Изображение углеродной звезды V Aql на снимке с малой выдержкой получается почти ничем не отличающимся от изображений белых звезд. Если же снимок сделан с большей выдержкой, то видно ядро, похожее на изображения звезд других спектральных классов, которое окружено ореолом, похожим на туманность.

Фотографический эффект ядра оценить на таком снимке можно, а ореол настолько непохож на изображения звезд, что оценке не поддается. Если же экспозиция снимка еще более увеличена, то весь ореол заливается, ядро становится невидимым, и блеск звезды возрастает на $1^m,5$! Такой ореол может быть оценен, так как изображение «ядро + ореол» становится звездообразным! Такие звезды по фотографическим снимкам, полученным с рефракторами, обладающими большим хроматизмом, изучать нельзя.

Вместе с тем изменяемость фокусировки зависит от температуры. Следовательно, у такой звезды появится кажущееся годичное изменение блеска.

с. *Ошибка зенитного расстояния.* Эта ошибка возникает вследствие поглощения света в земной атмосфере (экстинкции). Вообще рекомендуют при наблюдениях переменных звезд выбирать звезды сравнения одного цвета с переменной. Однако если при визуальных наблюдениях мы можем еще составить представление о цветах звезд, то при фотографических наблюдениях это, как правило, невозможно без дополнительной информации. Только в редких случаях, когда наблюдаются более яркие звезды,

нам известны спектральные классы звезд сравнения или их показатели цвета.

Допустим, что мы сравниваем красную звезду с белыми. Тогда при увеличении зенитного расстояния поглощение земной атмосферы по-разному скажется на видимом блеске красной и белых звезд. Таким образом, у переменной звезды появится кажущийся суточный ход в изменении блеска. Эти изменения могут доходить до 0,3 звездной величины.

d. *Цветовая ошибка.* Визуальные наблюдения отягощены систематической ошибкой, возникающей из-за наличия дневного и сумеречного зрений глаза. Расположенные в сетчатой оболочке глаза колбочки, принимающие участие в дневном зрении, наиболее чувствительны к зеленым лучам, а палочки, определяющие сумеречное зрение, — к синим. Поэтому окрашенные яркие звезды воспринимаются иначе, чем слабые. У разных наблюдателей этот эффект различен. В частности, при наблюдении красных звезд некоторые наблюдатели видят их систематически более яркими (до 0^m6), чем другие. Кроме того, оказывает влияние и общая засветка неба — фон. Так как наибольшее влияние на фон оказывает Луна, то могут появиться ложные «лунные» циклы колебаний блеска у переменной звезды, если она сильно окрашена и отличается от звезд сравнения.

Фотографические наблюдения также подвержены влиянию ошибки фона. Установлено, что при очень сильном фоне изображения звезд получаются ослабленными и очень существенно (см. гл. 3). За подробностями отсылаем к работе М. С. Зверева (Зверев и др., § 12).

e. *Другие виды ошибок.* Сравнительно небольшую ошибку вносит в визуальные наблюдения влияние параллактического угла. При изменении положения звезд по отношению к линии, соединяющей оба глаза наблюдателя, возникает ошибка с амплитудой $\pm 0^m1$, которая является функцией часового угла. Ее можно исследовать и исключить.

Более неприятная ошибка возникает в результате влияния психофизиологического эффекта, вызываемого тем, что наблюдатель «предпочитает» некоторые оценки, например, $a3v7b$, оценкам $a1v9b$. Она так и называется ошибкой «предпочтения». Возможна также ошибка при состав-

лении шкал — ошибка интервала. Она состоит в том, что величина степени нелинейна и уменьшается при возрастании интервала. С ней можно бороться только соответствующим подбором звезд сравнения.

§ 5. Первичная обработка моментов наблюдений

Момент наблюдения записывается по всемирному времени. Однако у исследователей переменных звезд сохранился счет времени в так называемых юлианских днях. После введения с 1 января 1925 года счета времени от полуночи, исследователи переменных звезд сохранили счет начала суток от гринвичского полдня. Поэтому от записанного момента времени надо отнять 12 часов. Так, например, вместо даты 1961 августа 14/15 21^h33^m мы должны записать 1961 августа 14 9^h33^m. Затем мы берем из соответствующей таблицы количество юлианских дней, прошедших до начала данного месяца, и прибавляем к нему дату. Для августа 1961 года это число равно 2 437 512. Добавляя дату (равную в нашем случае 14), получаем число 2 437 526. После этого с желаемой степенью точности промежуток времени, протекший от полудня (в нашем случае 9^h33^m) переводится в доли суток, 9^h33^m — 0^d,3979 и наша дата превращена в JD = 2 437 526,3979.

Если изучается короткопериодическая звезда, то надо учесть орбитальное движение Земли, сказывающееся на том, что расстояние от Земли до звезды периодически, в течение года, изменяется. Эта операция называется приведением к центру Солнца. Та поправка, которую надо придать к моменту наблюдений, вычисляется по формуле

$$\Delta = -8^m \cdot 308 \cos \beta \cos (\lambda - \lambda_{\odot}), \quad (2.5)$$

где β — эклиптическая широта звезды, λ — ее эклиптическая долгота, $\lambda_{\odot}$ — эклиптическая долгота Солнца. После придания этой поправки момент называется гелиоцентрическим и обозначается JD_☉ или JD_{hel}. Поправку Δ можно вычислять непосредственно по формуле (2.5), но можно пользоваться удобными таблицами Прагера (1932). В этих таблицах приведены значения поправок Δ с точностью до 0,0001 суток для каждого часа прямого восхождения, через 10° склонения и через 10 суток на протяжении всего года. Таблицы легко интерполируются.

Удобно, задав экваториальные координаты звезды, составить полную таблицу значений Δ для всего года, а уже затем интерполировать по времени. Можно также воспользоваться номограммой Зверева (1936), которая дает возможность быстро (но менее точно) определять величины Δ .

Сравнительно недавно Анерт (1961) предложил более точный способ вычисления Δ для таких звезд, у которых необходима точность гелиоцентрического момента до 0,00001 суток. Он предложил учитывать также и орбитальное движение Солнца и относить моменты к барицентру Солнечной системы. Им вычислены соответствующие вспомогательные таблицы, основанные на таблицах Клеменса движения центра массы Солнца.

§ 6. Построение кривой блеска

Итак, мы располагаем совокупностью пар чисел (T , L). Дальнейшая обработка зависит от свойств изучаемой переменной звезды. Первая операция — построение кривой изменения блеска. Если блеск звезды изменяется медленно, то такая кривая — окончательный результат исследования переменной.

Из этой кривой элементарным методом Погсона можно определять моменты экстремумов, «высоты» максимумов и «глубины» минимумов. Метод состоит в том, что на восходящей и нисходящей частях кривой блеска по обеим сторонам относительно экстремума выбираются точки с равными ординатами, соединяются хордами, которые делятся пополам. Через совокупность этих точек проводится линия, которая редко оказывается прямой (поэтому ее слегка экстраполируют). Там, где линия пересекает кривую, находится экстремум, момент которого отсчитывают по оси времени (рис. 16).

Если звезда изменяет свой блеск медленно и неправильно, то создаются разности между последующим и предыдущим одноименными экстремумами и этот промежуток времени называется индивидуальным циклом. При наличии длительного ряда наблюдений можно вычислить совокупность таких циклов, а затем построить гистограмму. Для этого делят интервал циклов на части, подсчитывают количество циклов, попадающих в каждую равновели-

кую часть, и изображают результаты графически. Такой график характеризует закон изменения блеска звезды. Таким образом неправильные звезды можно исследовать только статистически на основе длительного ряда наблюдений. Нередко встречаются случаи, когда более короткие циклы накладываются на более продолжительные. Тогда звезда обладает двумя, а подчас и тремя циклами разной продолжительности. Примером такой звезды является μ Сер, у которой три (а может быть, и больше)

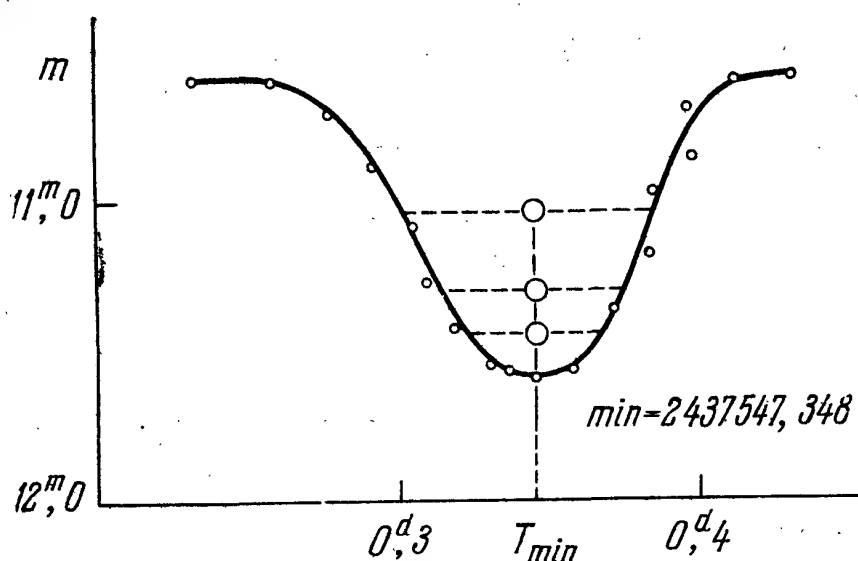


Рис. 16. Определение момента экстремума по методу хорд Погсона.

средних цикла — 90 суток (с амплитудой $0^m,1$), 600 суток (с амплитудой $1^m,0$) и 4630 суток (с амплитудой около 1^m). При совпадении всех трех минимумов μ Сер, обычно наблюдающаяся как звезда 4—5 звездной величины, скрывается для невооруженного глаза.

Есть звезды, которые в разное время имеют более или менее устойчивые различные циклы колебаний, сменяющие друг друга. Для регулярных долгопериодических звезд типа Миры Кита также получают индивидуальную кривую изменения блеска и определяют из нее моменты максимумов (в минимуме блеска эти звезды часто настолько ослабевают, что становятся недоступными для наблюдений). Эти моменты максимумов стремятся представить формулой вида

$$M = M_0 + P \cdot E, \quad (2.6)$$

так называемой линейной формулой или линейными элементами.

Обычно сначала подыскивают предварительные значения постоянных M_0 — начального максимума и P — периода, а затем вычисляют по приближенной формуле эфемериду (для нужных целых E). Разности «Набл. M » — «Выч. M » вместе с соответствующими значениями E дают возможность написать систему условных уравнений, которая имеет вид

$$O - C = \Delta M_0 + \Delta P \cdot E. \quad (2.7)$$

Эту систему, учтя в случае необходимости вес каждого наблюденного момента максимума, зависящий от уверенности определения $M_{\text{набл}}$, решают по способу наименьших квадратов и, найдя поправки ΔM_0 и ΔP , исправляют первоначальную формулу. В качестве конечного результата получают по улучшенной формуле новую эфемериду и находят окончательные уклонения $O - C$.

Несколько сложнее обстоит дело с определением периодов у тех звезд, которые изменяются быстро. Сложность состоит в том, что необходимо найти правильные «номера эпох» E . Это иногда является нелегкой задачей, которую удалось решить окончательно только теперь, когда был разработан изложенный в гл. 9 П. Н. Холоповым алгоритм для вычислений на электронных машинах. Правда, у подавляющего большинства переменных звезд периоды были найдены без применения электронных машин. Последние же доступны далеко не каждому исследователю переменных звезд и потому следует описать те способы, которые применяются для решения этой задачи без использования ЭВМ. В принципе задача очень проста. Если даны три уверенно определенных момента одноименных экстремумов T_1 , T_2 и T_3 , то, образовав разности $T_2 - T_1 = A_{12}$ и $T_3 - T_2 = A_{23}$, надо найти общий наибольший делитель полученных количеств. Если обозначить через P требующий нахождения делитель, а выражения A_{12}/P и A_{23}/P соответственно через N_{12} и N_{23} , то N_{12} и N_{23} должны быть целыми числами.

Воспользовавшись этим обстоятельством, сведем задачу к решению одного уравнения с двумя неизвестными. Очевидно, что

$$\frac{A_{12}}{A_{23}} = Q = \frac{N_{12}}{N_{23}} \quad \text{и} \quad N_{12} = Q N_{23}. \quad (2.8)$$

Вычислив с достаточной точностью величину Q и задавая последовательность целых чисел N_{23} , будем отбирать все те решения, которые дают для N_{12} целые значения. Отметим, что этот простой способ требует знания точных величин A_{12} и A_{23} , что затрудняет решение задачи.

В результате решения уравнения (2.8) мы получаем совокупность решений. Чтобы отобрать из них нужное, необходимо располагать данными о большем количестве экстремумов, т. е. большим набором A_{ik} . Если их нет (как это бывает в случае затменных звезд), то, получив «пробные» значения периодов P , надо написать формулы вида (2.6) для каждого из найденных P , а затем, вычисляя эфемериду, проверить непротиворечивость всей серии наблюдений найденной эфемериде.

Затруднения встречаются в тех случаях, когда точные значения экстремумов определить из наблюдений нельзя. Эти случаи характерны для рядов фотографических наблюдений, получаемых на патрульных снимках, которые производятся часто один раз в ночь. Наблюдатель, исследующий переменную звезду визуальным способом (или фотоэлектрически), знает во время наблюдений, что происходит с изучаемой быстро меняющейся переменной звездой. Поэтому он не прекратит наблюдений до тех пор, пока не произойдет максимум или минимум блеска. Астрофотограф не знает во время наблюдений, что произошло со звездой. Поэтому при обработке наблюдений он находится в худшем положении и у него возникают известные трудности при определении периода неисследованной звезды.

§ 7. Ложные периоды

Если бы можно было организовать непрерывные наблюдения переменной звезды, распределив сеть наблюдательных станций на разных долготах, то вопрос о ложных периодах не возникал бы. Допустим, однако, что наблюдатель может производить исследование звезды на протяжении только, скажем, шести часов. В таком случае поведение звезды на протяжении остальных 18 часов ему остается неизвестным. Допустим, для примера, что два максимума блеска у данной звезды отделены промежутком времени, равным двум суткам, и известно, что через

сутки у звезды максимума не происходит. Тогда для получения предварительного значения периода интервал, равный двум суткам, надо делить на нечетное число: 3, 5, 7, ...

Очевидно, что период может быть равным $2/3$, $2/5$, $2/7$, ... суток. Именно этот случай чаще всего встречался при изучении звезд типа RR Lyr.

Нетрудно видеть, что все возможные значения периода звезд будут удовлетворять соотношению

$$\frac{1}{P} - \frac{1}{P'} = \pm n, \quad (2.9)$$

где P — истинный период, P' — «ложный», а n — целое число.

Как выбрать из этих найденных значений правильное решение?

Значительную помощь оказывает построение средней кривой блеска. Правда, бывают случаи, когда удовлетворительную среднюю кривую блеска можно получить и с ложным значением периода.

§ 8. Построение средней кривой блеска

Получение средней кривой изменения блеска переменной звезды — одна из основных задач исследователя. Для ее построения все наблюдения «приводятся к одному периоду». Допустим, что звезда обладает постоянным периодом P . Тогда можно написать линейную формулу (2.6) $M_E = M_0 + P \cdot E$ и использовать ее для вычисления эфемериды на весь интервал времени, охваченный наблюдениями.

Пусть T — момент наблюдения, выраженный в юлианских датах (в днях и долях суток). Тогда разность $T - M_E$, где M_E — ближайший предшествующий T эфемеридный момент экстремума, называется «возрастом» наблюдения (часто ее называют фазой наблюдения). Обозначим возраст через φ . Очевидно, что все значения φ заключены в пределах $0 \leq \varphi < P$.

Теперь, располагая парами значений (φ, L) , мы можем представить весь ряд наблюдений графически, отложив на горизонтальной оси возрасты φ , а на вертикальной — блеск L . Все точки расположатся внутри некоторой по-

лосы. Ширина полосы зависит от двух причин. Во-первых, ее определяет точность наблюдений — ширина равна удвоенной средней случайной ошибке определения блеска. Во-вторых, могут быть некоторые изменения формы кривой блеска (например, эффект Блажко у звезд типа RR Lyr, флуктуации высоты максимума у Мирид и т. п.).

В случае использования ложного периода рассеяние точек будет очень большим, выходящим за пределы дозволенного. Это и является критерием правильности значения использованного периода. Задавая в формуле (2.6) различные полученные значения P , мы можем выбрать из всей совокупности тот период, который лучше всего представляет наблюдения.

Убедившись в правильности принятого значения периода, мы можем приступить к вычислению средней кривой блеска. Для этого распределяют все наблюдения в порядке возрастания величин возраста, а затем осредняют их, получая «средние точки». Тут общего правила указать нельзя. Если наблюдений очень много и они равномерно покрывают весь интервал, то можно разбить всю совокупность расписанных по возрастам наблюдений по 10 и вычислять средние значения возраста и блеска. Если же наблюдений мало или некоторые части кривой, особенно там, где блеск очень быстро изменяется, плохо покрыты наблюдениями, то приходится комбинировать и включать в среднюю точку меньшее количество наблюдений. Еще полнее кривая изменения блеска вырисовывается, если применить при осреднении наблюдений «скользящий» интервал. Для этого, расписав все наблюдения в порядке возрастания возрастов, мы осредняем ряд дважды. Один раз, включив в средние точки наблюдения с номерами 1—10, 11—20, 21—30 и т. д., а второй раз — точки 6—15, 16—25, 26—35 и т. д.

Здесь мы сталкиваемся еще с одной систематической ошибкой, свойственной только фотографическим наблюдениям. Так как фотографические наблюдения «осредняют» фотографический процесс за время экспозиции (а экспозиция часто длится не меньше 30 минут), то крутые ветви кривой сглаживаются, а сам возраст такого наблюдения становится величиной, не вполне определенной.

Описанная процедура вычисления возрастов теперь в таком виде не применяется. Вычисления значительно

облегчены и не требуют предварительного вычисления эфемериды и отбора моментов экстремумов.

Вычисления возраста выполняются по формуле $\varphi = T - M_E$. Введем в нее явное значение M_E из формулы (2.6) и разделим на величину периода P . Получим $\bar{\varphi} = \varphi/P$ — возраст, выраженный в долях периода:

$$\bar{\varphi} = \frac{T - M_0 - P \cdot E}{P} = (T - M_0) \frac{1}{P} - E. \quad (2.10)$$

Вычисляем с достаточной степенью точности величину $1/P$.

Теперь можно вычислить значение $\bar{\varphi}$ при помощи арифмометра или другой клавишной машины со счетчиком оборотов наиболее экономным путем. Для этого набираем на счетчике оборотов M_0 . После этого устанавливаем на клавиатуре умножаемых чисел $1/P$. Далее, сделав так, чтобы на счетчике оборотов было не M_0 , а T , мы выполним умножение $1/P$ на разность $T - M_0$. Остается отбросить целые части полученных ответов (E) и списать с нужной точностью возрасты $\bar{\varphi}$.

Удобство этого приема ясно, так как вычисления дальнейших возрастов наблюдений осуществляются простым «добсром» до необходимого числа на счетчике. Вся серия наблюдений обрабатывается при единой установке на счетчике машины чисел M_0 и $1/P$. Поясним примером. Пусть элементы звезды таковы: $\text{Min JD hel} = 2424412,314 + 1,222315 \cdot E$, $P = 1,222315$. Находим $1/P = 0,818119715$. На счетчике оборотов ставим 2424412,314. Следует заметить, что две крайние левые цифры на обычном арифмометре не поместятся. Их можно и не ставить, так как они будут участвовать во всех значениях T . Второй этап этой процедуры — установка на клавиатуре умножаемых чисел величины $1/P = 0,818119715$. После этого, должным образом разместив место запятой на счетчике ответов, изменяем число на счетчике оборотов до тех пор, пока вместо 24412,314 на счетчике не появится значение T , равное 37526,404. Тем самым мы умножаем $1/P$ на 13114,090. В окне ответов мы прочтем 8,89557328435. Округляя, получаем $\bar{\varphi} = 0,896$. Если второе нужное нам значение $T = 37526,437$, то, прибавляя на счетчике оборотов 0,033, получаем в окне ответов число 8,923571234945. Отсюда следует, что $\bar{\varphi} = 0,924$ и т. д.

Из средней кривой изменения блеска получают элементы переменной звезды. Проведя по точкам (а иногда и посередине полосы рассеяния, которая теперь становится более узкой) плавную кривую блеска, отсчитываем по ней первые общие для всех объектов элементы — блеск в максимуме и блеск в минимуме. У некоторых звезд, например, звезд типа RV Tau и W UMa, приходится отсчитывать блеск в первичном и вторичном максимумах и минимумах.

У цефеид мы определяем продолжительность восходящей ветви $(\text{Max} - \text{Min})/P = \varepsilon$. Такую же величину мы определяем и у долгопериодической звезды.

У звезд типа Алголя определяется продолжительность минимума D и если есть полная фаза затмения, которая выражается в остановке изменения блеска в главном минимуме, то определяется также и ее продолжительность d .

По средней кривой изменения блеска определяется чрезвычайно важная для изучения стабильности колебаний величина — средний момент наступления экстремума. Это делается так. К средней кривой применяется описанный выше метод хорд. Соединяя середины хорд биссектрисой (которая, повторяем, не всегда прямолинейна), находим на кривой ту точку, где ее встречает биссектриса. Однако момент экстремума мы определить не можем — из средней кривой мы получаем возраст экстремума. Нам же нужен его момент и надо знать, к какому юлианскому дню его отнести.

Вполне естественно относить его к среднему взвешенному моменту полного ряда наблюдений. Для этого мы складываем все моменты наблюдений и делим полученную сумму на число наблюдений. Мы получаем средний момент ряда наблюдений. Однако это не момент экстремума, а только близкий к нему (с точностью до $P/2$). Чтобы получить момент экстремума, нужно, так сказать, решать обратную задачу. Установив на счетчике оборотов полученный средний момент ряда наблюдений, подбираем затем на нем такое значение, чтобы в окне ответов появился возраст экстремума. Тогда в окне счетчика оборотов будет стоять момент экстремума. Важно только, чтобы он отличался от среднего момента ряда не больше, чем на $P/2$.

Несколько сложнее с определением среднего момента экстремума в случае затменной звезды. Может оказаться,

что в одной части ряда наблюдений не было заметных ослаблений блеска, в то время как в другой они наблюдались часто и именно эта часть ряда использована для построения минимального, ответственного за важную для определения момента минимума, участка кривой блеска. Тогда надо выводить средний момент не всего ряда, а тех частей, наблюдения которых вошли в определение момента минимума.

При изучении переменных звезд мы часто встречаемся с изменяемостью периодов. Это важное явление требует тщательного исследования, для которого нужно возможно более частое определение моментов экстремумов. В настоящее время заметна тенденция не публиковать индивидуальные наблюдения, что затрудняет обработку и сравнение удаленных по времени рядов. Многие ценные ряды наблюдений оказались бесполезными для изучения этой проблемы, так как в них не были указаны соответствующие моменты. Поэтому рекомендуется, кроме общей обработки наблюдений, приводить индивидуальные моменты экстремумов (если их можно определить из наблюдений одной ночи) или строить средние сезонные кривые изменения блеска, основанные на наблюдениях одного года, и сообщать «сезонные» моменты экстремумов.

§ 9. Определение периодов

Этого вопроса мы уже касались в § 7, где указано, что определение периода переменной звезды в случае разбросанных во времени и единичных патрульных наблюдений — задача не очень простая из-за отсутствия точных данных об экстремумах.

Из ряда патрульных наблюдений выбираются моменты, близкие к экстремуму. У затменной звезды мы ищем моменты ослабления блеска, а у цефеид — момент поярчения. После этого мы начинаем подыскивать такое предварительное значение периода, при помощи которого можно было бы связать эти моменты, с известной погрешностью, формулой вида (2.6).

Автор исследовал звезду $252.1932 = EI\ Aqr$. Им были определены два уверенных момента минимума по индивидуальным кривым, которые были построены по визуальным наблюдениям и найдено одно ослабление блеска, но

полный минимум не прослежен и момент третьего минимума определить не удалось. Тогда были произведены оценки блеска на снимках Симеизской обсерватории и найдены приближенные моменты семи ослаблений блеска. Полная сводка данных приведена в табл. 10. Из нее видно, как не легко найти элементы звезды по такому разрозненному ряду наблюдений даже в том случае, когда визуальные наблюдения показали, что период звезды близок к 1^d2226.

Т а б л и ц а 10

Моменты ослабления блеска EI Водолея

Источник	Min JD hel	<i>E</i>	<i>O</i> — <i>A</i>	<i>O</i> — <i>B</i>	<i>O</i> — <i>C</i>
Фотографические наблюдения	2424412,314	0	0,000:	0,000	+0,018
»	5479,347	873	— 0,297	—0,061	—0,034
»	5495,288	886	— 0,250	—0,010	+0,016
»	5528,258	913	— 0,290	—0,043	—0,016
»	8041,41:	2969	— 0,803	—0,002	+0,046:
»	30224,461	4755	—	—0,032	+0,033
»	0251,306	4777	—	—0,078	—0,013
Визуальные наблюдения	7531,452	10733	—	—0,130	—0,006
	7547,346	10746	—	—0,126	—0,002

Просматривая таблицу, мы видим, что девять моментов ослаблений распределены на интервале около 13 000 суток. Это и вызывает основную трудность решения задачи.

Зная приближенное значение периода, можно было выбрать пробную формулу:

$$\text{Min JD hel} \cong 2424412,314 + 1,2226 \cdot E. \quad (A)$$

Относительно этой пробной формулы были вычислены уклонения (*O* — *A*) и номера эпох *E*, которые приведены в 4 и 3 столбцах этой таблицы. Величины *O* — *A* нарастают по абсолютной величине. Формула (A) требует исправления. После деления $T_5 - T_1$ на 2969 мы получаем новое значение периода и уточненную формулу

$$\text{Min JD hel} = 2424412,314 + 1,22233 \cdot E. \quad (B)$$

По этой формуле вычислена эфемерида и найдены уклонения $O - B$, приведенные в той же таблице.

После этого все данные таблицы дали возможность составить условные уравнения вида

$$O - B = \Delta M_0 + \Delta P \cdot E.$$

Решение по способу наименьших квадратов дало формулу

$$\text{Min JD hel} = 2424412,296 + 1,2223201 \cdot E. \tag{C}$$

Относительно этой формулы вычислены $O - C$, приведенные в последнем столбце табл. 10. Можно вычислить обычными методами и вероятные ошибки результата $\varepsilon_{M_0} = \pm 0^d,012$ и $\varepsilon_P = \pm 0^d,00000020$.

Положение осложнилось бы, если бы не было промежуточных наблюдений между старыми симеизскими фотографиями и визуальными наблюдениями.

Рассмотрим второй, более сложный случай. Д. Хоффлейт открыла на гарвардских снимках звезду HV 6867, которая включена в Каталог звезд, заподозренных в переменности (Б. В. Кукаркина, П. П. Паренаго, Ю. И. Ефремова и П. Н. Холопова) под номером КЗП 475. Автор открытия указала, что звезда затменная, и привела один момент ослабления блеска. Звезда была изучена В. П. Цесевичем по снимкам неба, полученным на Южной станции ГАИШ в Крыму при помощи 40-см астрографа. Обнаружены всего четыре ослабления блеска. Все эти данные приведены в табл. 11.

Т а б л и ц а 11

Моменты минимумов КЗП 475

Источник	Min JD hel	E	$O - A$	$O - B$	$O - C$
Гарвард	2426717,43	−615	—	−0,01	0,00
ГАИШ	39559,31	0	0,00	0,00	−,04
»	39768,49	+10	,00	+ ,37	+ ,33
»	39914,31	+17	− ,62	+ ,02	− ,02
»	40290,26	+35	−1,18	+ ,11	+ ,07

Первый столбец содержит сведения о том, где был определен момент ослабления блеска. Во втором даны моменты. Все остальное — результат поисков и вычислений.

Прежде всего находим разности соседних моментов; они равны

$$375^d,95; \quad 145^d,82; \quad 209^d,18.$$

Затем составляем отношение

$$\frac{375,95}{209,18} = 1,797 = Q \quad \text{или} \quad N_{45} = 1,797 N_{23}.$$

Решаем последнее уравнение в целых числах и находим пары:

$$\begin{array}{lll} N_{23} = 5 & N_{45} = 8,985 & P_1 = 41,836 \\ N_{23} = 10 & N_{45} = 17,970 & P_2 = 20,918 \\ N_{23} = 15 & N_{45} = 26,955 & P_3 = 13,945 \end{array}$$

Пробные формулы, составленные с этими периодами, показывают, что P_1 и P_3 не подходят и что надо принять P_2 , если не более короткий период P_4 и т. д.

Составляем «пробную» формулу:

$$\text{Min JD} = 2439559,31 + 20,918 \cdot E, \quad (\text{A})$$

относительно которой вычисляем $O - A$. Ход этих значений с ростом E очевиден и дает возможность найти улучшенное значение периода. Так появилась формула (B):

$$\text{Min JD} = 2439559,31 + 20,8811 \cdot E. \quad (\text{B})$$

Она дала возможность «переброситься» через большой интервал, отделяющий фотографические наблюдения ГАИШ от данных Хоффлейт. Уклонения $O - B$ удовлетворительны, но показывают, что третье ослабление не соответствует минимуму, а попадает на восходящую ветвь кривой. Решение по способу наименьших квадратов, в котором использованы все моменты минимумов, кроме третьего, дает окончательную формулу

$$\text{Min JD} = 2439559,35 + 20,88119 \cdot E. \quad (\text{C})$$

Относительно этой формулы вычислены $O - C$.

Тут же заметим, что если бы период был менее продолжителен, то процесс связывания старых наблюдений с новыми был бы практически невозможен. Самое трудное — не просчитаться в количестве протекших периодов.

Могут встретиться и более сложные случаи. Известно, что прошло очень много времени прежде чем Д. Я. Мар-

тынов и А. Д. Дубяго смогли найти период затменной звезды RU Mon. У этой звезды наблюдаются два минимума практически равной глубины, которые отделены друг от друга промежутком времени, далеким от $P/2$. Это и затрудняло отыскание периода.

При отыскании периода в некоторых случаях затруднение вызвано изменяемостью его величины, о чем мы расскажем подробнее ниже.

§ 10. Метод Герцшпрунга

При исследовании стабильности колебаний блеска периодической переменной звезды необходимо располагать возможно более точными моментами экстремумов. Описанный выше способ «хорд» Погсона не обеспечивает нужной точности хотя бы потому, что случайные кажущиеся изменения формы кривой блеска существенно отражаются на определяемом моменте экстремума. Герцшпрунг (1919) предложил более точный способ, позволяющий оценить вероятную ошибку определенного из наблюдений момента экстремума. Этот способ основан на сравнении «индивидуальной» кривой блеска со «стандартной».

Допустим, что мы располагаем большим рядом наблюдений данной звезды, охватывающим длительный промежуток времени. Пусть также имеются ряды наблюдений, выполненных и другими исследователями. Если ряд наблюдений очень обилен, то его можно разделить на части и из каждой построить свою индивидуальную (например, сезонную) кривую блеска. Определяя тем же приближенным методом хорд моменты экстремумов каждой из индивидуальных кривых блеска, можно совместить все индивидуальные кривые и вычислить для совокупности различных возрастов совокупность средних оценок блеска. Такую кривую можно принять за «стандартную». В качестве стандартной можно принять и «индивидуальную» кривую блеска, построенную по фотоэлектрическим наблюдениям, которая будет гораздо точнее каждой из средних индивидуальных кривых, полученных по визуальным или фотографическим оценкам блеска.

Построив стандартную кривую, надо определить из нее возраст экстремума, для определенности — максимума. Это можно сделать двумя способами. Можно разложить

кривую в ряд Фурье, и найдя производную от блеска по времени, приравнять ее нулю и найти корень полученного уравнения. Однако разложение в ряд Фурье обладает тем недостатком, что его производная сходится медленнее самого ряда; поэтому надо вычислять члены более высокого порядка, на которые влияют неправильности самой кривой блеска.

Можно поступить и иначе. Выделив некоторое количество точек на нисходящей и восходящей частях кривой блеска, можно попытаться представить максимальную часть кривой интерполяционной формулой

$$L_{\text{ст}} = a + b\varphi + c\varphi^2 + d\varphi^3 + \dots \quad (2.11)$$

Найдя по способу наименьших квадратов коэффициенты этой формулы, вычисляем по ней «теоретические» величины $L_{\text{ст}}$ и сравниваем их с наблюдаемыми для того, чтобы посмотреть, как представляются использованные части кривой формулой (2.11). Если представление неудовлетворительное, надо в формулу ввести члены, содержащие более высокие степени φ и повторить вычисления.

Найдя удовлетворительное выражение для формулы (2.11), надо вычислить производную $dL/d\varphi$ и, приравняв ее нулю, найти возраст максимума $\varphi_{\text{м}}$. После того как он найден, надо изменить все возрасты в соответствии с формулой $\varphi' = \varphi - \varphi_{\text{м}}$. Тогда возрасты будут отнесены к моменту максимума блеска стандартной кривой.

После этого с графика стандартной кривой снимают значения стандартного блеска для равноотстоящих возрастов φ' через интервал, равный обычно 0,01 периода. Результаты можно записать в виде таблицы квадратной формы или в виде длинной таблицы с первым столбцом, содержащим φ' , и вторым — содержащим стандартный блеск $L_{\text{ст}}$.

Теперь можно ввести понятие о «средней ошибке» стандартной кривой. Сместим стандартную кривую относительно самой себя на 0,01 периода и образуем разности $\Delta_k = L_{\text{ст},k+1} - L_{\text{ст},k}$. Найдем сумму их квадратов $\sum \Delta_k^2 = y$. Так как в стандартной кривой сто точек, то можно определить «ошибку стандартной кривой» $\varepsilon_{\text{ст}}$ как

$$\varepsilon_{\text{ст}} = \sqrt{\frac{y}{100}}. \quad (2.12)$$

Ее смысл таков. Она показывает, как изменится сумма квадратов уклонений при сдвиге кривой на 0,01 периода. Очевидно, что эта величина зависит как от амплитуды изменения блеска, так и от формы кривой.

Построив стандартную кривую, переходим к переработке индивидуальных кривых. Первая операция состоит в приведении индивидуальной кривой к стандартной. На форме индивидуальной кривой прежде всего скажется несоответствие шкал. Чтобы его устранить, мы проводим на стандартной кривой хорды, соединяющие точки равного блеска, и измеряем длины этих хорд, т. е. создаем разности возрастов. Такую же операцию производим и с индивидуальной кривой. Далее принимаем, что одинаковые длины хорд должны соответствовать одинаковому блеску. Таким образом, мы получаем таблицу:

Длина хорды	$L_{\text{ст}}$	$L_{\text{инд}}$
l_1	$s_{\text{ст}, 1}$	$s_{\text{инд}, 1}$
l_2	$s_{\text{ст}, 2}$	$s_{\text{инд}, 2}$
l_3	$s_{\text{ст}, 3}$	$s_{\text{инд}, 3}$

Затем принимаем, что соответствующие величины $s_{\text{ст}}$ и $s_{\text{инд}}$ должны быть связаны уравнением вида

$$s_{\text{ст}, i} = s_0 + k s_{\text{инд}, i} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (2.13)$$

Добавив к таблице данные о блеске в максимуме и минимуме, решаем эту систему условных уравнений и получаем параметры s_0 и k . Формула (2.13) получает численный вид. Подставляя в нее $s_{\text{инд}, i}$, мы приводим все значения блеска на индивидуальной кривой в систему стандартной кривой. Таким образом, теперь индивидуальная кривая записана нами в координатах φ и $s'_{\text{инд}, i}$. Так поступаем с каждой из индивидуальных кривых.

Теперь мы можем приступить к осуществлению на практике идеи Герцшпрунга. Она состоит в следующем. Для каждой наблюденной точки индивидуальной кривой блеска мы имеем определенное значение возраста φ_i . Ему соответствует редуцированный блеск $s'_{\text{инд}, i}$. По стандартной кривой этому же значению возраста φ_i соответствует блеск $s_{\text{ст}, i}$. Образует разность $\Delta_i = s'_{\text{инд}, i} - s_{\text{ст}, i}$. Суммируем квадраты этих разностей и получаем $S_0 = \sum \Delta_i^2$.

Затем «сдвигаем» стандартную кривую на 0,01 периода, т. е. увеличиваем возрасты всех ее точек на такую величину. Находим разности блеска — «индивидуального» и сдвинутого «стандартного» и вычисляем сумму квадратов этих разностей. Обозначим ее через S_1 . Очевидно, что она получится уже иной.

Снова повторяем сдвиг стандартной кривой на 0,01 периода, т. е. теперь на 0^P02 относительно первоначального положения, и повторяем ту же операцию нахождения разностей и суммы их квадратов. Получаем S_2 .

Эту операцию повторяем столько раз, сколько нужно, чтобы величина S прошла свое минимальное значение. Минимальное значение $S_{\min}$ соответствует совпадению моментов максимума индивидуальной и стандартной кривых.

Практика показывает, что зависимость величины S от сдвига τ описывается вблизи минимума своего значения параболической формулой

$$S = a + b\tau + c\tau^2,$$

из которой простым дифференцированием и приравниванием нулю производной получается величина «наилучшего» сдвига.

Из-за ограниченности места приводим только результаты исследования одной индивидуальной кривой MZ Cyg. В следующей таблице показаны значения S_k , соответствующие «сдвигам» τ_k :

τ_k	S_k	S_k , выч	δ
P			
—0,05	822,9	—	—
0,00	83,8	83,9	—0,1
+0,01	41,4	42,0	—0,6
0,02	37,3	35,4	+1,9
0,03	62,2	64,1	—1,9
0,04	128,5	128,0	+0,5
0,05	244,7	—	—

Изменение величины S_k представляется формулой

$$S = 83,86 - 5950\tau + 176300\tau^2.$$

Отсюда

$$\tau_{\min} = -\frac{b}{2c} = 0,017 \text{ периода.}$$

В заключение определим вероятную ошибку полученного значения $\tau_{\min}$.

Для этого прежде всего надо знать, какова средняя ошибка оценки блеска. Ее можно вычислить, изучая рассеяние индивидуальных точек, по которым была построена индивидуальная кривая блеска. Если δ — отклонения наблюденного блеска от средней индивидуальной кривой, то ошибка одного наблюдения равна

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum \delta^2}{n}},$$

где n — число наблюдений. Ошибка результата определяется из формулы

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{\sqrt{n-1}} \cong \frac{\varepsilon}{\sqrt{n}}.$$

Однако нами был определен редукционный множитель k . Чтобы сделать сравнимыми ошибки индивидуальной и стандартной кривых, надо умножить полученную величину на k .

Итак, «средняя ошибка кривой блеска» может быть принята равной

$$\varepsilon_{\text{инд}} = \frac{\varepsilon k}{\sqrt{n}}.$$

Так как сдвигу стандартной кривой на 0,01 периода соответствует «ошибка» $\varepsilon_{\text{ст}}$, определенная формулой (2.12), то должна быть соблюдена пропорция $\frac{\mu}{0,01} = \frac{\varepsilon_{\text{инд}}}{\varepsilon_{\text{ст}}} = \frac{\varepsilon k}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{100}{y}}.$

Отсюда средняя ошибка величины $\tau_{\min}$ определяется по формуле

$$\mu = 0^P,1 \frac{\varepsilon k}{\sqrt{ny}}. \quad (2.14)$$

Из сказанного видно, что процесс определения момента экстремума становится очень трудоемким и желательно применение ЭВМ. Однако затраченный труд оправдывается, так как полученные моменты не только точнее, чем

определяемые методом хорд, но и становится возможной оценка ошибок определений. Это особенно важно для изучения изменяемости периода звезды. Правда, метод предполагает, что форма кривой блеска остается неизменной и что различия в виде индивидуальных кривых суть следствия случайных ошибок наблюдений. К тем переменным звездам, у которых форма кривой изменяется, метод Герцшпрунга неприменим.

Различные исследователи предлагали и иные методы, но метод Герцшпрунга наиболее обоснован.

§ 11. Изменяемость периодов

Располагая рядом определенных моментов экстремума переменной звезды (для определенности — максимума блеска), наблюдатель судит о постоянстве периода, исследуя так называемый «график $O - C$ ». Задавшись некоторой формулой вида (2.6)

$$M_E = M_0 + P \cdot E,$$

исследователь вычисляет эфемериду, находит разности наблюденных (O) и вычисленных (C) моментов и строит график. Для этого на горизонтальной оси он откладывает E , а на вертикальной — уклонения $O - C$. По виду этого графика он судит о постоянстве или изменяемости периода. Если бы период звезды имел вполне определенную постоянную продолжительность, то все значения « $O - C$ » должны были бы расположиться вблизи прямой линии внутри полосы определенной ширины, пределы которой зависят от точности определяемых из наблюдений моментов экстремума. Чаще всего так и бывает, и мы говорим, что период звезды постоянен. Однако известно очень много случаев, когда в остатках $O - C$ видны систематические уклонения. Тогда приходится пересматривать само определение понятия периода.

а. *Вековые изменения периода.* Допустим, что период звезды не постоянен, а изменяется пропорционально времени: $P = P_0 + \alpha \cdot E$. Тогда, подставив это значение P в формулу (2.6), получим

$$\begin{aligned} M_E = M_0 + P \cdot E &= M_0 + (P_0 + \alpha \cdot E) \cdot E = \\ &= M_0 + P_0 E + \alpha E^2. \end{aligned}$$

Так как мы вычисляем остатки от линейной формулы (2.6), то их ход с эпохой E изобразится параболической кривой. Строгое представление параболической кривой, если оно возможно, означает, что период растет (или уменьшается) пропорционально времени.

При $\alpha > 0$ происходит возрастание периода, а при $\alpha < 0$ — убывание.

б. *Неправильные изменения периода* приводят к таким графикам $O - C$, что описать их какой-либо формулой бывает невозможно. Отдельные отрезки графика могут быть представлены параболической формулой, которую теперь приходится рассматривать как интерполяционную. Часто выводили формулы вида

$$M_E = M_0 + PE + \alpha E^2 + \beta E^3.$$

Однако дальнейшие наблюдения редко удовлетворяют выведенной формуле. Невольно возникает вопрос — реальны ли эти изменения периода и может ли график $O - C$ дать надежные результаты? Об этом мы расскажем далее.

с. *Скачкообразные изменения периода*. Нередко, особенно у звезд типа RR Lyr, происходят скачкообразные изменения периода. Это означает, что на каком-то отрезке времени оказывается действительной формула

$$M_{E_1} = M_{0_1} + P_1 \cdot E_1,$$

а в последующем действует формула

$$M_{E_2} = M_{0_2} + P_2 \cdot E_2.$$

Если использовать первую из них для вычисления уклонений $O - C$, то график будет состоять из отрезков прямых линий. Разделив интервал на подынтервалы, можно по способу наименьших квадратов отыскать действительную для каждого из них численную формулу, т. е. определить параметры M_{0_1} , P_1 и M_{0_2} , P_2 . Решая оба уравнения совместно, можно найти такой момент, когда произошло скачкообразное изменение периода.

д. *Периодические изменения периода*. В некоторых случаях происходят изменения периода с периодом P .

С таким случаем мы встречаемся при исследовании затменных звезд, движущихся на эллиптических орбитах при наличии медленного вращения линии апсид. В этом случае можно с большой степенью точности представлять

наблюдающиеся моменты экстремумов (в данном случае — минимумов) формулой

$$M_E = M_0 + P \cdot E + A \sin \left(\frac{360^\circ}{\Pi} E + \varphi \right), \quad (2.15)$$

где φ — фаза, подлежащая определению. График $O - C$, вычисленный относительно линейной части формулы $M_0 + P \cdot E$, имеет вид синусоиды. Нарисовав ее на чертеже, находят приближенное значение коэффициента A , периода Π и фазы φ . В дальнейшем они требуют уточнения по способу наименьших квадратов.

Подставив в предыдущую формулу полученные приближенные значения M_0 , P , A , Π и φ , вычисляем эфемериду и находим уклонения $O - C'$, на этот раз от полной формулы. Теперь мы можем вывести уравнение поправок; для этого дифференцируем формулу и вместо дифференциалов, пренебрегая членами высшего порядка малости, вводим конечные приращения — поправки параметров. Такое уравнение имеет следующий вид:

$$O - C' = \Delta M_0 + E \Delta P + \Delta A \sin \left(\frac{360^\circ}{\Pi} E + \varphi \right) + \\ + A \cos \left(\frac{360^\circ}{\Pi} E + \varphi \right) \left[- \frac{2\pi E}{\Pi^2} \Delta \Pi + \frac{\Delta \varphi}{57^\circ, 3} \right]$$

и может быть написано для каждого наблюденного момента экстремума. Остается решить всю совокупность условных уравнений по способу наименьших квадратов. Теперь задача усложнилась, так как в уравнения входят пять неизвестных.

Волнообразные периодические колебания остатков $O - C$ могут возникать у затменных звезд и по другой причине, а именно, вследствие тройственности системы. Если в системе есть более удаленное третье тело, то затменно-двойная система будет описывать в пространстве орбиту около центра масс всей системы, и расстояние от нее до наблюдателя будет периодически изменяться. Получится нечто подобное тому, что было описано при объяснении приведения наблюдений к центру Солнца. По такой кривой уклонений $O - C$ можно судить о размере орбиты. Так было с определением орбиты третьего тела в системе Алголя. Однако подобные объяснения явлений, наблюдающихся у Z Dra и RT Per, согласно

новым наблюдениям оказались несостоятельными. Поэтому описанную процедуру получения приведенной выше формулы можно рекомендовать только в том случае, если наблюдалось несколько колебаний и можно быть уверенным в строгой периодичности явления.

е. *Эффект Блажко*. К числу объектов, периодически изменяющих свой период, относятся те звезды типа RR Lyr и карликовые цефеиды, которые обладают эффектом Блажко. Эффект Блажко выражается в периодическом изменении формы кривой блеска. Это сказывается как на величине уклонений $O - C$, так и на изменении максимального блеска.

Строго говоря, график уклонений $O - C$ не может быть представлен синусоидой — на нем отчетливо видна асимметрия. Таким образом, формула (2.15) не может описать вид графика и надо добавлять еще один член, содержащий $(360^\circ/P) 2E$. Это настолько усложнит решение, что вряд ли это желательно. Вместе с тем, как это будет ясно далее, нас будет интересовать не столько вид графика уклонений, как точная величина периода эффекта Блажко P . Чтобы получить нужное решение, можно предложить простой способ, который не учитывает каждое определение момента экстремума, но остается достаточно точным.

Из плотного ряда наблюдений строим графики $O - C$ и определяем из них моменты экстремумов — максимумов и минимумов отклонений $O - C$ от линейной формулы (2.6). Обозначим их через: T — моменты максимумов и t — моменты минимумов. Если предположить, что период эффекта Блажко остается постоянным, то все эти моменты должны быть связаны такими формулами:

$$T_n = T_0 + P \cdot n, \quad (2.16)$$

$$t_n = t_0 + P \cdot n. \quad (2.17)$$

Находим по наблюдениям соответствующие приближенные численные величины входящих в формулу параметров T_0 , t_0 и P . Вычислив по этим формулам эфемериды, находим уклонения.

Строим также график изменения высоты максимума индивидуальных кривых изменения блеска. На рис. 17 изображен такой график, полученный по наблюдениям RZ Lyr. Из него определяем моменты максимумов макси-

мального блеска. Глубина минимума изменяется в эффекте Блажко мало и потому ее обычно не определяют.

Таким образом, мы получаем совокупность моментов M , которые должны быть связаны формулой

$$M_n = M_0 + \Pi \cdot n. \quad (2.18)$$

Решать все образовавшиеся уравнения вида (2.16) — (2.18) надо совместно, так как в них входит одна и та же величина Π . Найдя по наблюдениям приближенное численное

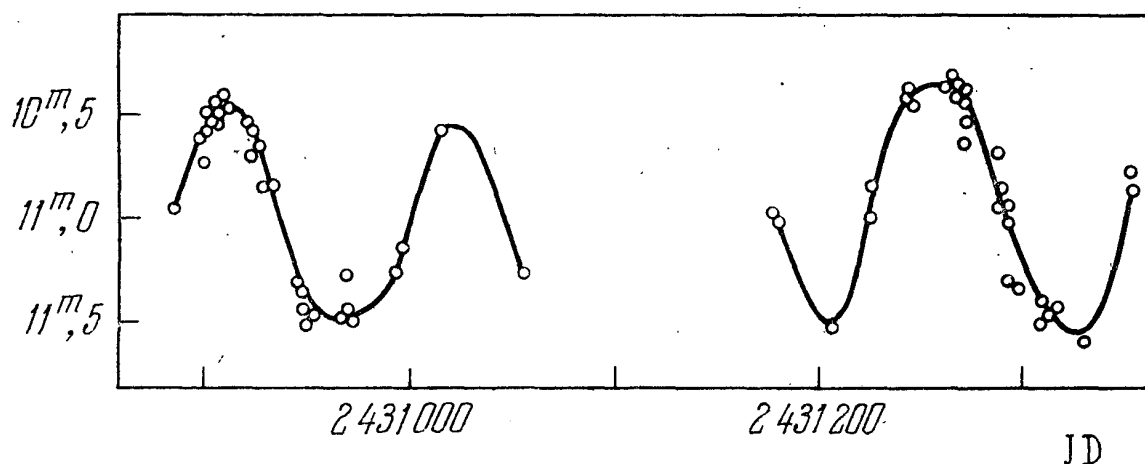


Рис. 17. Изменение высоты максимума у RZ Lyr.
 $P = 0^d,5112$, $\Pi = 116^d,8$.

значение M_0 с той же принятой величиной Π , находим величины уклонений для моментов M_n .

Теперь для совокупного решения у нас есть система условных уравнений:

$$\begin{aligned} T_{n, \text{набл}} - T_{n, \text{выч}} &= \Delta T_0 + 0 \Delta t_0 + 0 \Delta M_0 + n \Delta \Pi, \\ t_{n, \text{набл}} - t_{n, \text{выч}} &= 0 \Delta T_0 + \Delta t_0 + 0 \Delta M_0 + n \Delta \Pi, \\ M_{n, \text{набл}} - M_{n, \text{выч}} &= 0 \Delta T_0 + 0 \Delta t_0 + \Delta M_0 + n \Delta \Pi. \end{aligned}$$

(n — целые).

Она содержит четыре неизвестные поправки ΔT_0 , Δt_0 , ΔM_0 и $\Delta \Pi$. Составив нормальные уравнения и решив их, находим уточненные значения коэффициентов формул (2.16) — (2.18). Что самое главное — мы находим единое значение периода Π . Теперь мы можем построить средние графики $O - C$. Для этого надо принять за основное какое либо из значений начального параметра и вычислить возрасты ψ в эффекте Блажко каждого полученного из наблюдений результата T_n , t_n или M_n . Эти возрасты

определяются относительно формулы

$$T_n = T_0 + \Pi \cdot n,$$

причем $\psi = T - (T_0 + \Pi \cdot n)$, где T — момент наблюдения. Удобнее выражать возрасты ψ в долях периода эффекта Блажко Π . Для этого делим последнюю формулу на Π и получаем

$$\bar{\psi} = \frac{\psi}{\Pi} = (T - T_0) \frac{1}{\Pi} + n. \quad (2.19)$$

Теперь каждое наблюдение получает два возраста: $\bar{\varphi}$ — вычисляемый по формуле (2.10) и $\bar{\psi}$ — по формуле (2.19).

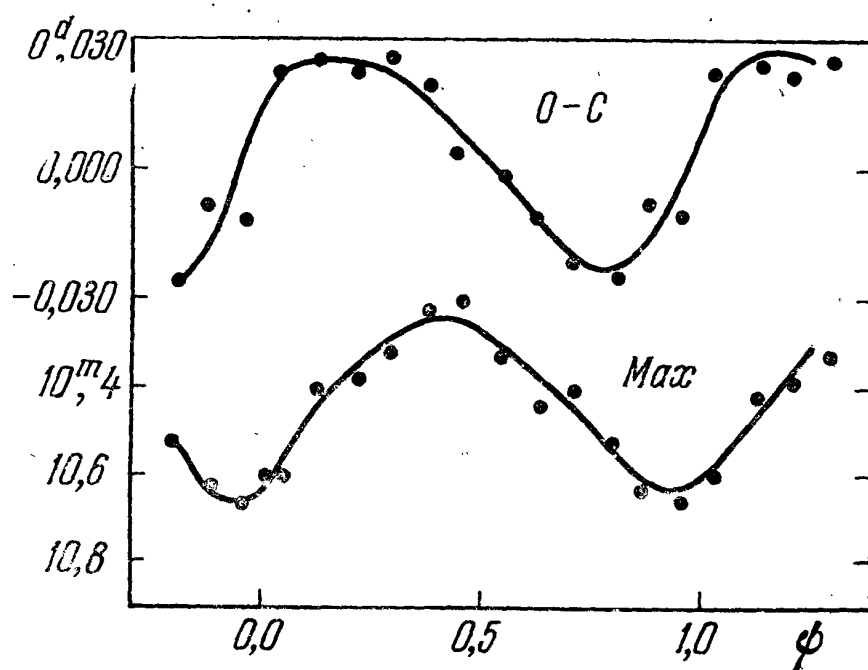


Рис. 18. Графики уклонов $O - C$ (вверху) и изменения высоты максимума AR Her (внизу).

Чтобы выяснить характер эффекта Блажко, полезно вычислить возрасты $\bar{\psi}$ для уклонов $O - C$ и для высот максимумов M и изобразить их на одном графике, как это сделано для AR Her на рис. 18. На нем видно, что кривые асимметричны и что максимум амплитуд отстает примерно на $1/4$ периода эффекта Блажко от момента максимальных запаздываний максимума блеска.

Следующий этап обработки состоит в детальном изучении кривых блеска в зависимости от возраста $\bar{\psi}$. Для этого для всего ряда наблюдений блеска вычисляют значения двух возрастов, определяемых по линейным формулам для $\bar{\varphi}$ и $\bar{\psi}$. Затем, выделив определенные узкие интервалы возрастов $\bar{\psi}$, отбирают все наблюдения, обладающие соответствующими значениями $\bar{\psi}$, и вычисляют, в согласии

с возрастaми $\bar{\varphi}$, среднюю кривую блеска. Так можно проследить за изменением вида кривой блеска в зависимости от возраста в эффекте Блажко.

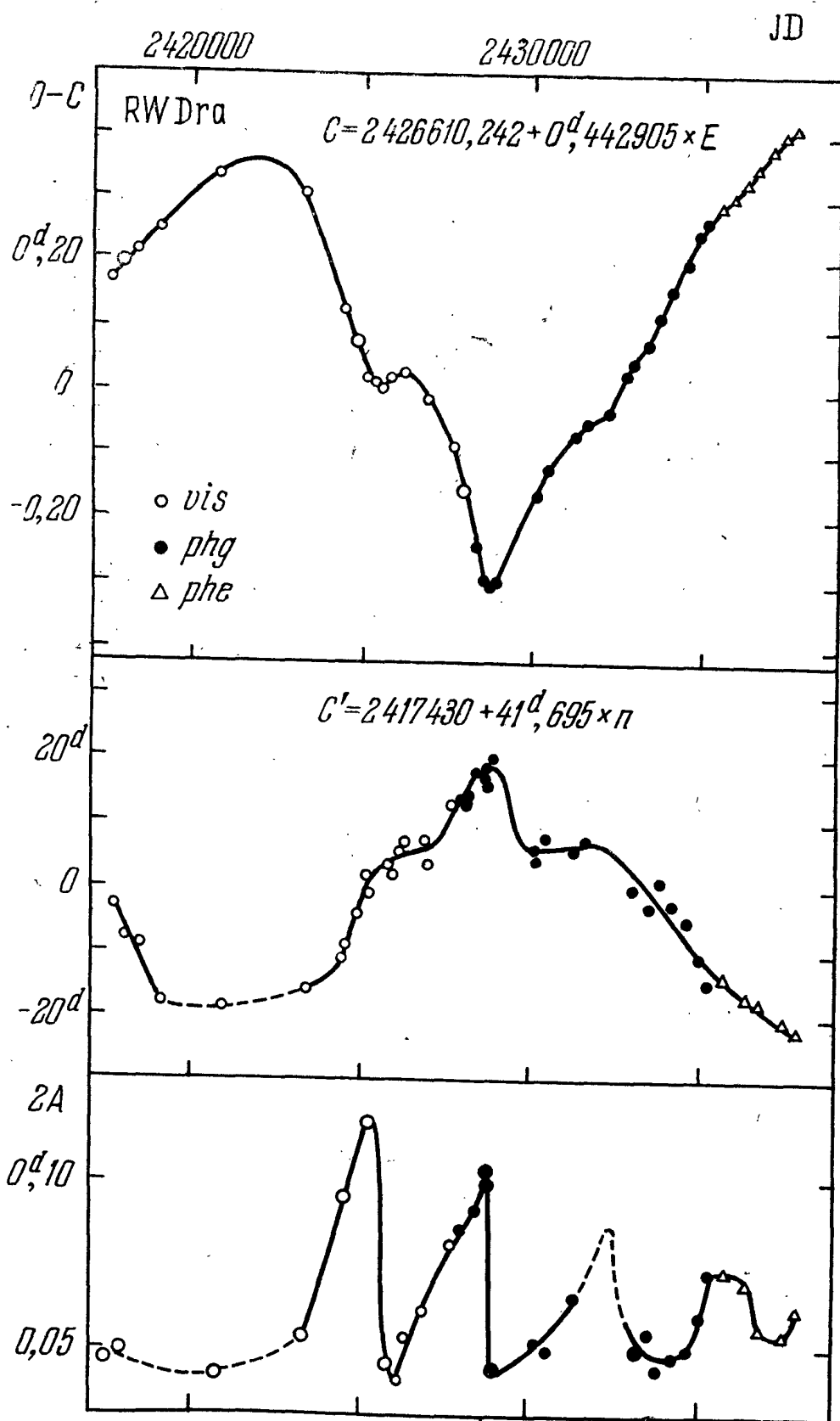


Рис. 19. Вековые изменения уклонений $O - C$, $(T_{\text{набл}} - T_{\text{выч}})$ и амплитуды эффекта Блажко у RW Dra.

В заключение надо коснуться еще одного вторичного, но очень важного эффекта, а именно, изменяемости периода эффекта Блажко. Оказалось, что если у звезды, кроме

эффекта Блажко, есть еще вековое изменение (часто неправильное) основного периода P , то и период эффекта Блажко переменен. Более того, известны случаи, когда эффект Блажко на время исчезал, чтобы затем появиться вновь! В таком случае описанные выше операции можно применять только к таким интервалам времени, в течение которых период P можно считать примерно постоянным. К счастью, он действительно изменяется медленно.

Располагая определенным значением P , мы можем вычислить отклонения значений $T_{\text{набл}}$ (или $t_{\text{набл}}$, или $M_{\text{набл}}$) от формулы (2.16) и представить графически их изменение в зависимости от времени. На таком графике полезно изобразить также и отклонения $O - C$ моментов максимума блеска от формулы (2.10). Параллельное изображение этих величин позволяет сравнить их ход. На рис. 19 изображены результаты Л. Детре, полученные им из полного исследования поведения RW Dra — звезды, у которой С. Н. Блажко в начале нашего столетия открыл существование такого эффекта. Графики являются зеркальным отображением друг друга. Из рисунка следует, что уменьшение P сопровождается увеличением P и наоборот. В нижней части рисунка изображена амплитуда эффекта Блажко. Она также переменна.

Заметим, что изменения периодов могут принадлежать не только к рассмотренным типам, но могут быть и комбинарованными. Так, у Алголя есть чисто периодическое орбитальное изменение отклонений $O - C$, но, кроме того, в свое время произошло резкое скачкообразное изменение периода, которое нельзя объяснить орбитальным движением. У звезды RU Mon, изменение периода которой кажущееся, вызванное вращением линии апсид, произошло также скачкообразное изменение периода, на этот раз вызванное физическими причинами.

§ 12. Изменяются ли периоды переменных звезд?

Рассмотрим вопрос о том, свидетельствуют ли графики $O - C$ о реальных изменениях периода переменной звезды? Этот вопрос обсуждается в настоящее время и единой точки зрения пока не выработано.

Ряд исследователей придерживается той точки зрения, согласно которой графики остатков $O - C$, показывающие

даже значительные колебания, являются результатом сложения случайных, так называемых «кумулятивных» ошибок. Отсылая к подробному изложению этой проблемы Н. Ф. Флорей (Зверев и др., § 17, стр. 170—186), укажем общую идею.

Допустим, что явление разворачивается во времени строго периодически, и мы отмечаем одну и ту же фазу явления. Тогда, имея наблюдаемые моменты последовательных наступлений этой фазы, мы получаем совокупность $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$. Допустим также, что какая-то случайная причина повлияла на момент T_3 . Если явление строго периодическое, то это не повлияет на последующие моменты T_4, T_5 и т. д. Так, в частности, будет влиять случайная ошибка определения момента ε_k .

Может быть и другая постановка проблемы. Если явление таково, что каждый новый цикл начинается от предыдущего момента, то ошибка (случайное явление) момента T_k неизбежно отразится на последующем моменте T_{k+1} и на всех следующих. Это в конце концов приводит к накоплению случайных отклонений и таким образом может образоваться график отклонений $O - C$.

Эту идею обработали математически А. Эддингтон и С. Плакидис (1929), а затем ее обобщил Т. Стерне (1934).

Обозначим через σ_k «кумулятивную» ошибку k -го цикла. Через $\bar{P}$ обозначим истинное значение периода звезды. Пусть начальный момент обозначен через T_i . Тогда следующий момент произойдет в $T_{i+1} = T_i + \bar{P} + \sigma_i$ и $Q_{i,1} = T_{i+1} - T_i - \bar{P} = \sigma_i$. Следующий момент наступит в $T_{i+2} = T_{i+1} + \bar{P} + \sigma_{i+1} = T_i + 2\bar{P} + \sigma_i + \sigma_{i+1}$ и $Q_{i,2} = (T_{i+2} - T_i - 2\bar{P}) = \sigma_i + \sigma_{i+1}$.

Дальнейшее очевидно:

$$Q_{i,3} = (T_{i+3} - T_i - 3\bar{P}) = \sigma_i + \sigma_{i+1} + \sigma_{i+2}.$$

Кроме того, надо учесть, что каждый определенный из наблюдений момент содержит случайную ошибку определения, так что на самом деле

$$Q_{i,1} = \sigma_i + \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i,$$

$$Q_{i,2} = \sigma_i + \sigma_{i+1} + \varepsilon_{i+2} - \varepsilon_i,$$

$$Q_{i,3} = \sigma_i + \sigma_{i+1} + \sigma_{i+2} + \varepsilon_{i+3} - \varepsilon_i.$$

Теперь вычислим для примера сумму квадратов значений $Q_{i,2}$. Она равна

$$\begin{aligned} \sum_i Q_{i,2}^2 = & \sum_i \varepsilon_{i+2}^2 + \sum_i \varepsilon_i^2 + \sum_i \sigma_i^2 + \sum_i \sigma_{i+1}^2 - 2 \sum_i \varepsilon_i \varepsilon_{i+2} + \\ & + 2 \sum_i \varepsilon_{i+2} \sigma_i + 2 \sum_i \varepsilon_{i+2} \sigma_{i+1} - 2 \sum_i \varepsilon_i \sigma_i - 2 \sum_i \varepsilon_i \sigma_{i+1} + 2 \sum_i \sigma_i \sigma_{i+1}. \end{aligned}$$

При большом количестве моментов суммирование произведений $\sigma\sigma$, $\sigma\varepsilon$ и $\varepsilon\varepsilon$ даст величину, близкую к нулю, а суммы квадратов будут расти, в результате чего мы получим

$$\frac{\sum Q_{i,2}^2}{N} = \frac{\sum \varepsilon_{i+2}^2}{N} + \frac{\sum \varepsilon_i^2}{N} + \frac{\sum \sigma_i^2}{N} + \frac{\sum \sigma_{i+1}^2}{N}.$$

Введя среднюю ошибку определения $e^2 = \frac{\sum \varepsilon_i^2}{N}$ и кумулятивную ошибку $s^2 = \frac{\sum \sigma_i^2}{N}$, получим

$$2e^2 + 2s^2 = \frac{\sum Q_{i,2}^2}{N}.$$

Таким образом,

$$2e^2 + 2s^2 = \frac{\sum (T_{i+2} - T_i - 2\bar{P})^2}{N}.$$

Аналогично, получаем

$$2e^2 + 3s^2 = \frac{\sum (T_{i+3} - T_i - 3\bar{P})^2}{N}$$

и для общего случая

$$2e^2 + ns^2 = \frac{\sum (T_{i+n} - T_i - n\bar{P})^2}{N}. \quad (2.20)$$

Эти формулы можно применять к длительным рядам наблюдений. К сожалению, истинный период звезды $\bar{P}$ остается нам неизвестным. Вместо него Стерне предложил ввести в рассмотрение «средний» период:

$$P = \frac{T_E - T_0}{E}.$$

Тогда формула (2.20) заменяется формулой

$$\frac{E}{E-n} (\sigma'_n)^2 = 2e^2 + n \left(s^2 + \frac{2e^2}{E} \right), \quad (2.21)$$

где

$$(\sigma'_n)^2 = \frac{\sum_{i=1}^{i=N} (T_{i+n} - T_i - nP)^2}{N}. \quad (2.22)$$

Это подробно объяснено в уже упоминавшемся обзоре Н. Ф. Флоря. Там же описаны и другие статистические методы исследования постоянства и переменности периодов, которых мы здесь не касаемся.

Применим последние формулы к анализу списка моментов максимумов блеска мириды RR Sco, заимствовав данные у Стерне. Составляя сначала разности $T_2 - T_1$, $T_3 - T_2$ и т. д., вычисляют величину $(\sigma'_1)^2$ по формуле (2.22).

Затем составляют разности $T_3 - T_1$, $T_4 - T_2$ и т. д. и находят $(\sigma'_2)^2$, и т. д. В результате получается таблица:

n	1	2	3	4	5
$(\sigma'_n)^2$	108,1	126,2	152,5	158,4	177,4

Затем строят график, на котором на горизонтальной оси откладывают n , а на вертикальной $(\sigma'_n)^2$. Очевидно, что прямая линия пересекает ось ординат в точке с ординатой, равной $2e^2$, а наклон прямой дает величину $s^2 + \frac{2e^2}{E}$, если изученный интервал очень велик. Так, для RR Sco Стерне получил $e = 6^d65$, $s = 4^d49$.

Получив значения e и s , Стерне предлагает построить на диаграмме $O - C$ эллипс, размеры которого определяются этими значениями. Если волнообразный график $O - C$ весь ложится внутри этого эллипса, то он является результатом сложения кумулятивных ошибок, а не реальных изменений периода.

Применив этот метод (и еще ряд других) к изучению графиков $O - C$, Стерне и Кэмпбелл пришли к заключению, что у большинства звезд типа Миры Кита они объясняются накоплением кумулятивных ошибок. Недавно

А. Нудженко при помощи метода Стерне подвергла анализу большое количество звезд типа Миры Кита и показала, что примерно у 10% из них периоды изменяются, а у 90% — происходит накопление кумулятивных ошибок.

Мы сталкиваемся с парадоксальным явлением. Очевидно, что в случае постоянства значения периода точность определения периода возрастает по мере накопления числа протекших циклов. Если же период звезды подвержен случайным флуктуациям, то сама его величина останется неопределимой и даже более того, — неопределенной. Никакое накопление наблюдений не поможет установить истинную величину периода.

Вместе с тем сама величина кумулятивной ошибки говорит о том, что у звезды существуют некоторые нестабильные процессы и может служить характеристикой нестабильности звезды.

Стерне разработал методику подобных исследований, которая может быть применена и к изучению короткопериодических звезд, у которых наблюдения располагаются во времени с перерывами. Им было показано, что у ряда короткопериодических звезд графики $O - C$ могут объясняться накоплением кумулятивных ошибок только частично, на отдельных интервалах, но с различными значениями среднего периода. А это, в сущности, говорит в пользу того, что у этих звезд периоды реально изменяются.

Недавно Л. Детре (1965) пытался приписать изменения уклонений $O - C$, наблюдающиеся у звезд типа RR Lyr, накоплению кумулятивных ошибок, т. е. свести проблему к проблеме звезд типа Миры Кита. Однако легко показать, что собственные работы Л. Детре, связанные с изучением эффекта Блажко, противоречат такой точке зрения.

Эффект Блажко, периодичность которого доказана различными методами (в том числе и методом Стерне), как мы сейчас покажем, не связан с реальным периодическим изменением периода. Он является результатом интерференции по крайней мере двух колебаний, возникающих в результате радиальных пульсаций фотосферы звезды. Основное колебание происходит с периодом P_1 , а вторичное, возмущающее, с периодом P_2 . При этом P_1 больше, чем P_2 . На протяжении полного цикла эффекта

Блажко Π происходит n главных колебаний и $n + 1$ — вторичных. Следовательно,

$$\Pi = n \cdot P_1 = (n + 1) P_2. \quad (2.23)$$

Отсюда легко получить формулу

$$\frac{1}{\Pi} = \frac{1}{P_2} - \frac{1}{P_1}. \quad (2.24)$$

Дифференцируя, находим

$$\frac{\delta \Pi}{\Pi^2} = \frac{\delta P_2}{P_2^2} - \frac{\delta P_1}{P_1^2}.$$

Если предположить, что период P_1 испытывает реальные плавные изменения, в то время как P_2 остается постоянным, то

$$\frac{\delta \Pi}{\Pi^2} = - \frac{\delta P_1}{P_1^2} \quad \text{и} \quad \delta \Pi = - n^2 \delta P_1.$$

Итак, при увеличении P_1 период эффекта Блажко должен увеличиваться, что действительно и наблюдается. Таким образом, эффект Блажко подтверждает реальность колебаний периодов. По-видимому, статистический метод Стерне — Эддингтона слишком груб для изучения проблемы изменяемости периодов.

§ 13. Способы обработки наблюдений неправильных переменных

В последнее время найдены многие переменные звезды, изменяющие свой блеск иррегулярно и подчас очень быстро. Если способы обработки правильных, т. е. периодических переменных звезд, изложенные выше, хорошо разработаны, то пока, в настоящее время еще нельзя указать единый, наиболее практичный и обоснованный способ изучения неправильных звезд. Проблема находится в стадии разработки; делаются попытки применения статистических методов и теории случайных функций.

Главной трудностью, которую нелегко преодолеть, является недостаточность рядов наблюдений. Все было бы гораздо определеннее, если бы за изучаемой звездой можно было следить круглосуточно путем организации

точных международных наблюдений. Нельзя забывать, что история изучения переменных звезд знает случаи, когда полуправильной переменной звезде-гиганту, обладающей циклическими изменениями блеска со средним циклом около 50 суток, приписывали период, близкий к 0,99 суток. Такой пример являет R Lyr.

Мы остановимся только на двух способах, хотя в настоящее время предложены и другие.

а. Способ гистограмм.

Иногда для характеристики медленных колебаний блеска быстрой неправильной переменной звезды применяют простой метод осреднения наблюдений внутри длительных подынтервалов. Осредняя быстрые колебания, получают среднюю кривую блеска за возможно более продолжительный интервал времени. Это, конечно, до некоторой степени характеризует звезду, но полностью сглаживает быстрые колебания, хотя, при не-

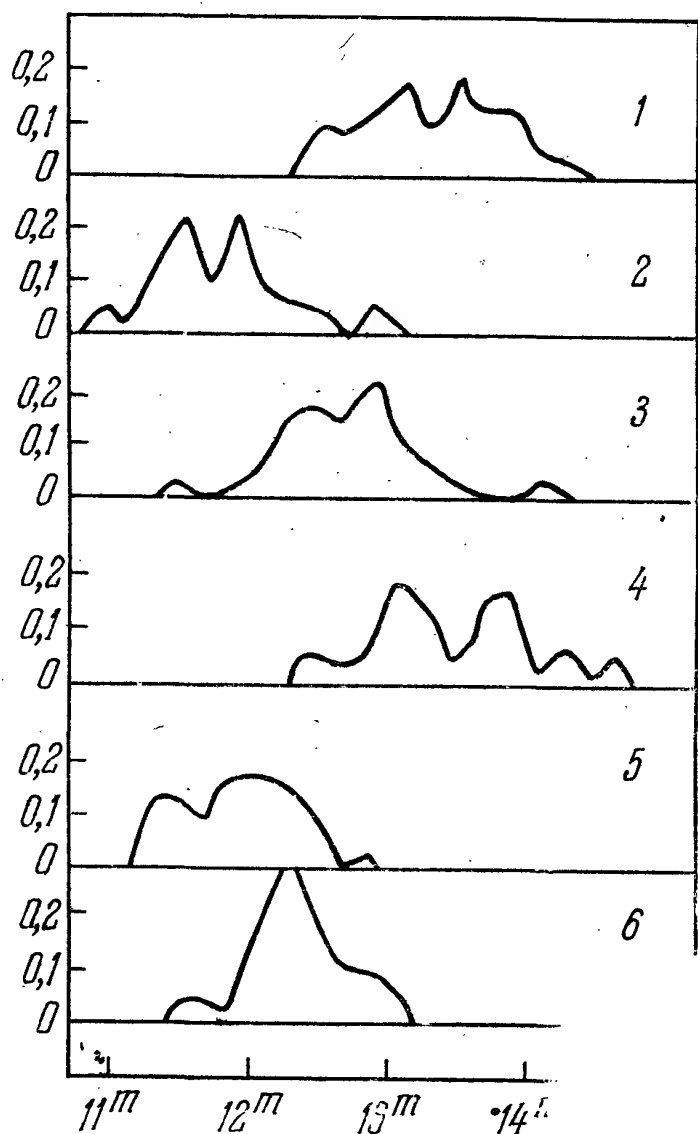


Рис. 20. Гистограммы DG Tau.

удачном расположении наблюдений во времени, можно получить не вполне верные результаты. Уже давно предлагался несколько иной метод, при помощи которого можно вообще характеризовать звезду. Это метод гистограмм.

Суть данного способа состоит в следующем. Выбрав некоторый промежуток времени, распределяют интервал изменения блеска на равные части и подсчитывают, какое количество наблюдений попадет в каждый из промежутков. Создается таблица, в левой части которой указаны границы избранных (примыкающих друг к другу) интервалов блеска, а в правой — число попавших внутрь интервала оценок блеска. Можно также включить и третий столбец, в котором указать процентное отношение к пол-

ному числу использованных в данном сезоне наблюдений. Затем строится график-гистограмма. На ее горизонтальной оси отложены звездные величины, а на вертикальной — процентные отношения.

Построение одного графика мало что дает исследователю. Если же наблюдений много, то, построив для каждого сезона свою гистограмму, можно судить о том, как изменяются свойства звезды в течение большого промежутка времени. Приведенный рисунок изображает данные, полученные в результате исследования DG Tau, у которой было обнаружено циклическое колебание среднего блеска (Драгомирецкая и Цесевич, 1967). Изменение гистограммы со временем хорошо видно на рис. 20. На нем изображены шесть гистограмм, характеризующих шесть следующих сезонов, границы которых в юлианских днях: 1) от 2426331 до 2427892; 2) от 2428056 до 2428520; 3) от 2428784 до 2429343; 4) от 2429500 до 2431108; 5) от 2431350 до 2432946; 6) от 2433210 до 2434341.

б. «Характерное время». Гистограмма не дает никаких сведений о быстрых неправильных колебаниях блеска звезды. Для их изучения приходится применять статистический метод.

Допустим для простоты, что для данной звезды выполнен ряд наблюдений по одному в ночь. Перенумеруем все оценки блеска по порядку:

$$s_1, s_2, s_3, \dots, s_{k-1}, s_k, s_{k+1}, \dots, s_n.$$

Сдвинем эту совокупность чисел на одно «деление» и образуем пары чисел (s_k, s_{k+1}) . Рассматривая их как два аргумента таблицы, можно вычислить коэффициент корреляции r_1 . Сдвигая совокупность на два деления (т. е. на 2 суток) мы получаем пары чисел (s_k, s_{k+2}) . Находим также корреляцию между этими числами. В результате мы получаем коэффициент корреляции r_2 . Повторяем этот процесс сдвигов дальше и получаем совокупность коэффициентов r_k .

Коэффициент корреляции уменьшается с увеличением сдвига. Когда он становится меньше, чем 0,34, то сдвиг τ , соответствующий этому коэффициенту корреляций, определяется как характерное время процесса изменения (Курочкин, 1963). Примененный к ряду наблюдений T Ori, этот метод дал значение характерного времени

7,5 суток. Через этот промежуток времени, как считает Н. Е. Курочкин, прекращается влияние фактора, вызвавшего изменение блеска.

Метод автокорреляционного анализа развивался далее в работах Ф. И. Лукацкой (1963, 1964, 1967, 1969).

И. М. Ищенко предложил метод скользящих разностей. Сущность этого способа состоит в определении зависимости изменения среднего квадрата разности блеска ΔL от продолжительности интервала времени ΔT (Ищенко, 1964).

Вообще же говоря, при поисках скрытых периодичностей при достаточно обильных рядах наблюдений можно воспользоваться методами классического периодограммного анализа.

Рациональной организации наблюдений способствуют издаваемые Краковской обсерваторией по поручению Международного астрономического союза эфемериды затменных переменных и звезд типа RR Лиры в ежегоднике «Rocznik Astronomiczny».

ЛИТЕРАТУРА

З в е р е в М. С., 1936, Труды ГАИШ 8, вып. 1, 18—20.

З в е р е в М. С., К у к а р к и н Б. В., М а р т ы н о в Д. Я., П а р е н а г о П. П., Ф л о р я Н. Ф. и Ц е с е в и ч В. П., 1947, Переменные звезды, том III, «Методы изучения переменных звезд», Гостехиздат.

И щ е н к о И. М., 1964, ПЗ 15, 143.

К у р о ч к и н Н. Е., 1963, ПЗ 14, 284.

Л у к а ц к а я Ф. И., 1963, ПЗ 14, 309.

Л у к а ц к а я Ф. И., 1964, Исследования по физике звезд и диффузной материи, «Наукова думка», Киев.

Л у к а ц к а я Ф. И., 1967, ПЗ 16, 168.

Л у к а ц к а я Ф. И., 1969, Статистическое исследование блеска неправильных переменных звезд, «Наукова думка», Киев.

Ц е с е в и ч В. П. и Д р а г о м и р е ц к а я Б. А., 1967, Проблемы космической физики, вып. 2, 110, изд. Киевского ун-та.

А н е р т, 1961 — Ahnert P., MVS Suppl. 1.

Д е т р е, 1965 — Detre L., KVB 4, 184.

Э д д и н г т о н и П л а к и д и с, 1929 — Eddington A. S. and Plakidis S.— MN 90, 65.

П л а к и д и с, 1932 — Plakidis S., MN 92, 460.

П л а к и д и с, 1933 — Plakidis S., MN 93, 373.

Г е р ц ш п р у н г, 1919 — Hertzsprung E., AN 210, 17.

П р а г е р, 1932 — Prager R., KVBB, Nr 12.

С т е р н е, 1934 — Sterne T. E., HC, № 386, 387.

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

П. Н. Холопов

§ 1. Введение

1. Несмотря на развитие электрофотометрии, появление электронно-оптических преобразователей и телевизионных методов наблюдений, фотографические методы остаются основными методами изучения переменных звезд.

Электрофотометр — это прибор для наблюдения в каждый данный момент только одного объекта. Приемная поверхность электронно-оптического преобразователя и передающей телевизионной трубки невелика, а сами эти приборы в свою очередь нуждаются в посредничестве фотоэмульсии, фиксирующей их показания.

В настоящее время массовое открытие и исследование переменных звезд на больших площадях неба невозможно без использования широкоугольных астрографов и зеркально-линзовых камер, позволяющих систематически регистрировать на фотоэмульсии блеск тысяч и десятков тысяч звезд, среди которых может находиться много переменных.

Специфика исследований переменных звезд требует систематического фотографирования значительных областей неба. Чем больше площадь снимков, чем крупнее их масштаб и слабее предельная величина, тем эффективнее инструмент, с помощью которого получают эти снимки, тем больше переменных звезд можно изучать при одном и том же времени, затраченном на наблюдения. Первые два требования, к сожалению, несовместимы. Предпочтение при выборе инструмента обычно отдается более широкоугольному.

Несмотря на почти вековую историю развития методов астрофотометрии, лишь в последние десятилетия появилась возможность добиться большой точности измерений

блеска звезд на фотографических снимках, получаемых с помощью широкоугольных инструментов. Для этого потребовалось создать анаберрационные камеры, ирисовые астрофотометры, современные фотометрические системы и фотоэлектрические стандарты звездных величин. На смену классическим длиннофокусным параболическим рефлекторам приходят телескопы системы Ричи — Кретьена.

В настоящее время общепризнано, что рефракторы с объективами, обладающими значительной хроматической аберрацией, сводящими в фокальной плоскости лучи лишь двух-трех определенных участков длин волн, непригодны для проведения точных фотометрических работ. И в то же время, к сожалению, почти все обсерватории, ведущие службу неба или систематически фотографирующие избранные его участки для открытия и исследования переменных звезд, пользуются для этой цели именно такими астрографами, причем часто снабженными довольно плохими объективами.

Именно этим обстоятельством, а также вынужденным или бессознательным нарушением требования однородности используемых фотоэмульсий, объясняется то, что богатейшие коллекции негативов, хранящиеся в фототеках упомянутых обсерваторий, непригодны для точного воспроизведения истории изменений блеска красных неправильных и полуправильных переменных с небольшой амплитудой.

Нередки случаи, когда ошибки в определении нуля шкал величин звезд сравнения для переменных звезд достигают $\pm(0^m,5—1^m,0)$. Это не удивительно, так как даже фотографические стандарты звездных величин (гарвардские, маунт-вилсоновские), которыми обычно пользуются при определении величин звезд сравнения наблюдатели переменных звезд, сами обладают значительными ошибками (см. гл. 8).

Нередко по этой причине наблюдатели вообще не пытаются определять величины используемых ими звезд сравнения и выражают изменения блеска переменных в степенной шкале.

Отчасти приверженность исследователей переменных звезд к использованию снимков, полученных с помощью астрографов, объясняется тем, что на этих снимках блеск переменных звезд оценивается легче и увереннее, чем на

снимках, полученных с анаберрационными камерами. Это происходит потому, что чем совершеннее изображения звезд на снимках, получаемых с анаберрационными камерами, тем меньше размеры этих изображений и их различия с изменением звездной величины.

При оценках блеска звезд на таких снимках необходимо пользоваться большими увеличениями: вместо шестивосьмикратной лупы нужны 10- и даже 20-кратные, а так как поле зрения последних чрезвычайно мало, предпочтительнее использовать в этих случаях небольшой микроскоп, подобный МИР-12.

То же самое относится и к измерениям величин звезд на снимках, полученных с анаберрационными камерами. Пользуясь микрофотометрами с постоянной диафрагмой, действительно, нельзя достичь высокой точности измерения величин на таких снимках. Однако ирисовые астрофотометры позволяют существенно повысить точность этих измерений. Одними из первых продемонстрировали возможность проведения точных фотометрических работ по снимкам, полученным с камерой Шмидта, при условии пользования ирисовым астрофотометром, Аргю (1960) и Хардорп (1960).

Мы не будем излагать общие принципы фотографической фотометрии, теории фотографического процесса, описывать фотоматериалы. Все эти вопросы довольно подробно рассмотрены в имеющихся учебниках и руководствах. Для ознакомления с ними достаточно обратиться к соответствующим главам Курса астрофизики и звездной астрономии, написанным Мейкляром (1951) и Марковым (1951), и статьям Уивера (1962), а также Стока и Вильямса (1962).

В этой главе мы рассмотрим лишь фотографические методы определения звездных величин звезд сравнения для переменных звезд и способы измерений блеска последних на негативах.

§ 2. Приборы для определения величин звезд на фотографиях

1. При оценках блеска переменных звезд на фотопластинках или пленках обычно выбирают несколько звезд сравнения, расположенных по возможности ближе к переменной. Зная величины этих звезд и оценивая блеск пере-

менной на данном снимке относительно более слабой и более яркой звезды сравнения, можно выразить этот блеск в звездных величинах. Методы подобных оценок описаны в гл. 2.

Наилучший метод определения величин звезд сравнения — фотоэлектрический. К настоящему времени уже создано множество локальных фотоэлектрических стандартов звездных величин в одной из наиболее распространенных широкополосных фотометрических систем — U , B , V (см. гл. 7). Большинство упомянутых стандартов расположено в районах звездных скоплений и получено, как правило, в процессе фотометрических исследований этих объектов. К сожалению, буквально лишь в нескольких случаях фотоэлектрические величины звезд сравнения были определены для изучения отдельных переменных звезд, например, для RW Aur (Чугайнов, 1965).

Обычно величины звезд сравнения определяются по фотопластинке с помощью так называемой привязки к расположенному поблизости (на той же пластинке) фотометрическому стандарту.

Простейший и наиболее грубый способ определения величин звезд сравнения по фотографиям заключается в сравнении блеска каждой из них с блеском звезд фотометрического стандарта путем простых глазомерных оценок с помощью лупы или небольшого микроскопа. Подобные оценки, аналогичные обычным оценкам блеска переменных звезд, производятся довольно уверенно и надежно, если стандартная область расположена на пластинке рядом с областью, занятой звездами сравнения, причем расстояние между центрами областей не превышает двух-трех сантиметров. При этом условии у наблюдателя, переводящего взгляд с одной области на другую, сохраняется зрительное восприятие блеска оцениваемой звезды. Однако с увеличением расстояния между сравниваемыми областями такие оценки становятся невозможны.

2. В этом случае можно использовать прибор, позволяющий видеть в поле зрения рядом две сравниваемые области, расположенные в двух произвольных участках фотопластинки. Первая упрощенная модель этого прибора, который может быть назван контаскопом (от греческого слова *конт*а — близко, сближаться), была описана

Холоповым (1949). Впоследствии она была усовершенствована сотрудниками Конструкторского бюро Управления капитального строительства МГУ, создавшими весьма удобный прибор (компаратор АС-4).

Оптическая схема прибора показана на рис. 21. Линзы 2 жестко связаны с призмами 3 и 4. Расстояние между линзами 1 и 2 может меняться почти от нуля (когда призмы 4 почти соприкасаются) до 15—20 см. Прибор ставится на пластинку так, что сравниваемые области *A* и *B* оказываются в фокальной плоскости линз 2. Системы линз

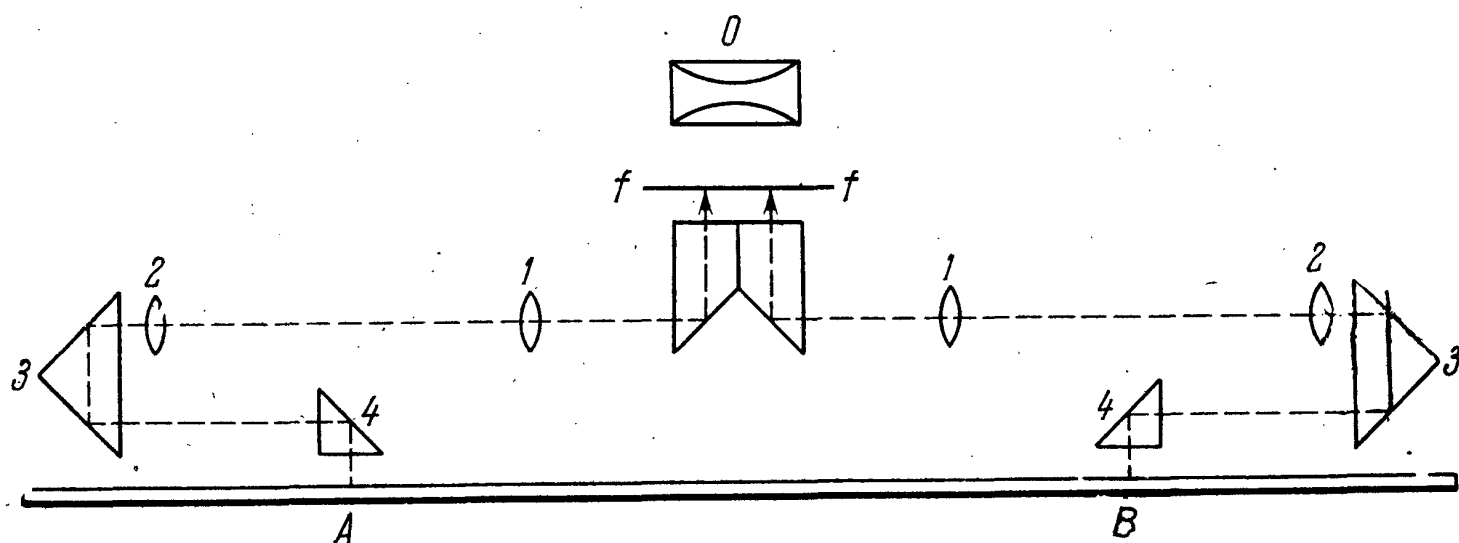


Рис. 21. Оптическая схема контаскопа.

1—2 перебрасывают изображения обеих областей в плоскость ff . Окуляр *O* позволяет рассматривать их с восьмикратным увеличением. Опыт показал, что этого увеличения в ряде случаев недостаточно. Прибор должен давать 16-кратное увеличение. Параллельность хода лучей между линзами 1 и 2 позволяет сохранять постоянство масштаба изображений *A* и *B* в плоскости ff при любом изменении расстояния между участками *A* и *B* на пластинке.

Применение контаскопа может дать удовлетворительные результаты, если участки *A* и *B* расположены на одинаковом расстоянии от оптического центра пластинки, при условии, что фотометрическая ошибка поля телескопа зависит только от этого расстояния и чувствительность фотоэмульсии, а также условия проявления пластинки, в обоих участках были одинаковы.

Но даже при наиболее благоприятном стечении упомянутых обстоятельств точность глазомерных оценок блеска звезд сравнения не может быть высока. В частности,

она ограничивается тем, что при каждой оценке используются лишь одна-две пары звезд стандарта. Флуктуации блеска этих звезд на пластинке, обусловленные вариациями чувствительности фотоэмульсии, могут достигать $\pm (0^m,04—0^m,1)$ и даже превышать указанные значения, а разность блеска двух наиболее подходящих для сравнения звезд стандарта может превосходить величину, позволяющую уверенно интерполировать блеск оцениваемой звезды между их блеском ($0^m,3—0^m,4$).

Поэтому во всех случаях при определении величин звезд сравнения следует, если возможно, предпочесть объективные методы измерения их блеска с помощью микрофотометров.

3. В настоящее время применяются микрофотометры двух основных видов — с постоянной и переменной диафрагмой. К первым относятся такие приборы, как МФ-2, ко вторым — ирисовые астрофотометры. Описание устройства приборов обоих видов можно найти в упомянутой выше статье Стока и Вильямса (1962), а также в учебнике Мартынова (1960). Отметим лишь, что фотометры с постоянной диафрагмой измеряют степень пропускания света участком фотоэмульсии постоянной площади, содержащим фокальное изображение звезды, а ирисовые фотометры — эффективный диаметр этого изображения.

Ирисовые фотометры имеют ряд неоспоримых преимуществ по сравнению с фотометрами с постоянной диафрагмой.

а) Фотометры с постоянной диафрагмой позволяют измерять на одной пластинке величины звезд в интервале около 7^m при условии смены двух или трех диафрагм, т. е. построения двух или трех отдельных калибровочных кривых. Для измерения же величин звезд в большем диапазоне величин нужно получать новые снимки с другими экспозициями.

С помощью ирисового фотометра можно измерить на одной пластинке блеск звезд в диапазоне $10—12^m$, причем для всего диапазона строится только одна почти прямолинейная калибровочная кривая.

б) Средняя квадратичная ошибка звездной величины, соответствующей изображению звезды на пластинке, как правило, достигает $\pm 0^m,05$. Эта ошибка, обусловленная флуктуациями плотности зерен фотоэмульсии, локальными

колебаниями чувствительности фотоэмульсии и т. п. причинами, называется ошибкой пластинки.

Средняя квадратичная ошибка одного измерения звездной величины с помощью фотометров с постоянной диафрагмой обычно составляет $\pm 0^m.09$, т. е. существенно больше ошибки пластинки. Для ирисового фотометра эта величина в среднем равна $\pm 0^m.02$. Таким образом, с помощью ирисового фотометра величины звезд определяются практически с ошибкой, соответствующей ошибке пластинки.

в) Измерение величин звезд в тесных звездных группировках и скоплениях очень затруднено, а в ряде случаев и невозможно, при работе с фотометрами с постоянной диафрагмой.

Между тем обычный современный локальный фотоэлектрический стандарт звездных величин представляет собой именно звездное скопление, и для построения с его помощью калибровочной кривой необходимо иметь возможность измерить на пластинке изображения всех входящих в него звезд.

Такую возможность предоставляют только ирисовые фотометры, в которых ирисовая диафрагма, проектирующаяся на плоскость фотоэмульсии, охватывает изображение звезды, отделяя его от соседних изображений.

г) Конструктивные особенности ирисовых фотометров позволяют сравнительно просто автоматизировать процесс измерений, который состоит в уравнивании светового потока, проходящего сквозь ирисовую диафрагму через изображение звезды, с постоянным потоком сравнения. Равенство обоих потоков, поочередно попадающих на фотоумножитель, достигается вращением ирисовой диафрагмы. Угол поворота диафрагмы, являющийся мерой эффективного диаметра изображения звезды, можно непрерывно регистрировать с помощью счета импульсов, поступающих от специального оптического датчика. Одним из элементов этого датчика является круговая дифракционная решетка, укрепленная на ободе ирисовой диафрагмы и скользящая при ее вращении относительно четырех аналогичных небольших решеток, сдвинутых по фазе относительно основной таким образом, что по характеру чередования возникающих импульсов можно определить не только величину, но и направление изменения угла поворота диафрагмы.

Импульсы регистрируются реверсивным электронным счетчиком.

Показания счетчика, соответствующие моментам равенства световых потоков, регистрируются выходным печатающим либо перфорационным устройством.

Подобная автоматизация ирисовых фотометров в разной степени осуществлена уже на ряде обсерваторий (см., например, Бишоф, Вурмус, 1966; Седдон, Джонс, 1966). На ирисовом фотометре Отдела переменных звезд ГАИШ, помимо регистрации отсчета ирисовой диафрагмы, производится автоматическая регистрация также и прямоугольных координат звезды с точностью до 0,05 мм.

д) Автоматизация отсчетов диафрагмы позволяет чрезвычайно ускорить процесс измерений звездных величин с помощью ирисового фотометра.

Обычно вручную опытный оператор измеряет величины около 40—60 звезд в час. На автоматизированном ирисовом фотометре скорость измерений может быть доведена до 400—500 звезд в час, будучи ограничена практически лишь временем, затрачиваемым на отождествление звезд и переход от одной звезды к другой.

е) Роль фона при измерениях ярких и слабых объектов на фотометрах с постоянной диафрагмой различна. При измерении слабых объектов, по существу, измеряется фон.

Ирисовые фотометры позволяют заметно повысить точность измерения сравнительно слабых объектов. При работе на ирисовом фотометре измерения фона, как правило, вообще не производятся, что само по себе ускоряет процесс как измерений, так и последующей их обработки. Обычно перед началом измерений делается несколько отсчетов фона в различных местах пластинки. Убедившись, что эти отсчеты колеблются в пределах одного-двух делений шкалы ирисовой диафрагмы, причем колебания носят случайный характер, оператор в дальнейшем не принимает фон во внимание, ибо учесть случайные его флуктуации в районе, непосредственно окружающем изображение звезды, невозможно.

4. Учет систематических изменений плотности фона негатива при проведении работ по фотографической фотометрии весьма труден, независимо от того, выполняются ли измерения с помощью фотометров с постоянной или ирисовой диафрагмой.

Обычно при работе с фотометрами с постоянной диафрагмой считается, что процедура деления «отсчета на звезду», на «отсчет на фон рядом со звездой» достаточна для учета плотности фона негатива. Однако это верно лишь при небольших значениях плотности фона. При больших различиях плотности фона в районах двух звездных изображений разность соответствующих звездных величин, полученных путем измерения их с помощью фотометра с постоянной диафрагмой, будет систематически отличаться от разности величин этих звезд, найденных путем непосредственных фотоэлектрических наблюдений.

Подобный фотографический эффект наглядно продемонстрирован, в частности, в работе Матягина (1960). В той же работе, а также в другой статье Матягина (1962) предложена методика, позволяющая до некоторой степени уменьшить этот эффект.

Аналогичное явление наблюдается и при обработке измерений, выполняемых с помощью ирисовых фотометров.

Из теории ирисового фотометра вытекает следующая формула учета различий плотности фона негатива, приведенная, в частности, Уивером (1962):

$$d^2 = D^2 - (d_f^2 - d_{sf}^2). \quad (3.1)$$

Здесь D — пропорциональный площади отверстия диафрагмы отсчет ирисовой диафрагмы при наведении на звезду, d_f — аналогичный отсчет для среднего фона рядом со звездой, d_{sf} — отсчет для среднего «стандартного» фона, d — отсчет для звезды, приведенный к среднему «стандартному» фону.

Эта формула также позволяет учитывать только небольшие различия плотности фона (в пределах 10—20 делений ирисовой диафрагмы). При больших различиях возрастает роль фотографических эффектов взаимодействия между фоном и изображением звезды, учесть которые можно лишь путем последовательных приближений, пользуясь специальной методикой измерений.

Современная фотографическая фотометрия немыслима без предварительного проведения фотоэлектрической фотометрии. Следует подчеркнуть, что только зная фотоэлектрические величины некоторого числа стандартных звезд, расположенных в районах с различной плотностью фона,

можно учесть эти различия плотности при проведении фотографической фотометрии звезд в данной области. Таким образом, звезды с фотоэлектрически определенными величинами должны располагаться не только в районе с однородным фоном небольшой плотности (по ним строится калибровочная кривая), но и в самом изучаемом районе — на фоне, плотность которого меняется. Только с помощью этих звезд можно учесть влияние плотности фона на измеряемые звездные величины.

Практический метод учета систематических значительных изменений плотности фона при измерениях, проводимых на ирисовом фотометре, предложен Пурбосисвойо (1963). Мы изложим этот метод, поскольку при исследовании переменных звезд, ассоциированных с диффузными туманностями, необходимо уметь правильно учитывать различия фона негатива.

Допустим, что звезды фотометрического стандарта, используемые для построения калибровочной кривой, расположены в «прозрачной» области пластинки, т. е. в области с однородным фоном небольшой плотности, а звезды, величины которых подлежат определению, — в «темной» области пластинки, характеризующейся неоднородным фоном переменной плотности.

Пусть I — отсчет ирисовой диафрагмы, q — соответствующий диаметр ее. Между I и q существует функциональная зависимость, которая должна быть известна для данного фотометра: $I(q)$. Пусть, далее, S_0 — площадь охватывающей изображение звезды проекции диафрагмы на эмульсию фотопластинки, соответствующая равенству светового потока, проходящего через «темную» область, потоку сравнения; S_c — аналогичная величина для «прозрачной» области. S_{i0} — площадь изображения звезды, находящейся в «темной» области; S_{ic} — площадь изображения звезды, находящейся в «прозрачной» области. Изображения звезд считаются непрозрачными.

Обозначим через F_0 плотность светового потока, прошедшего через «темную» область; F_c — плотность светового потока, прошедшего через «прозрачную» область. В таком случае можно написать равенство

$$(S_0 - S_{i0}) F_0 = (S_c - S_{ic}) F_c, \quad (3.2)$$

поскольку оба потока равны потоку сравнения.

Допуская, что для звезд одной и той же звездной величины $S_{i0} = S_{ic}$, а рассеяние и поглощение света «прозрачной» областью пластинки равно нулю, т. е. что $F_c = F_i$, где F_i — плотность падающего на пластинку светового потока, находим соотношение

$$(S_0 - S_{i0}) T = S_c - S_{i0}, \quad (3.3)$$

где $T = F_0/F_i$ — коэффициент прозрачности «темной» области, связанный с оптической плотностью эмульсии D зависимостью $D = \lg(1/T)$.

Из соотношения (3.3) вытекает формула для преобразования площади ирисовой диафрагмы, наблюдаемой в проекции на «темную» область фотоэмульсии, в эквивалентную площадь, соответствующую «прозрачной» области пластинки:

$$S_c = 10^{-D} S_0 + (1 - 10^{-D}) S_{i0}. \quad (3.4)$$

Таким образом, для определения поправки за фон необходимо знать площадь изображения звезды и плотность негатива в «темной» области рядом со звездой.

Площади изображений звезд определяются по их диаметрам, предварительно измеренным на координатно-измерительной машине, или путем сравнения их с последовательностью изображений, площади которых известны. Для каждой пластинки можно получить зависимость между S_{ic} и соответствующей звездной величиной звезды m .

Зависимость между отсчетом диафрагмы I и оптической плотностью негатива D устанавливается путем измерения на фотометре различных точек фотометрического клина, плотности в которых предварительно определяются с помощью денситометра. Конструкция фотометра должна предусматривать возможность попеременного измерения пластинки и клина без изменения фокусировки прибора. Лучше всего впечатывать фотометрический клин в неэкспонированный участок измеряемой пластинки до ее проявления и перед измерением пластинки на фотометре измерить на денситометре плотности ряда точек в этом участке.

Построение зависимости $I(D)$ производится перед началом и после окончания измерений звездных изображений. Затем по звездам с известными фотоэлектрическими величинами m , расположенным в «прозрачной» области пластинки, строится калибровочная кривая $I(m)$.

После этого определяются значения I для звезд с известными фотоэлектрическими величинами m , находящихся в «темной» области пластинки, а также значения I для фона, не менее чем в четырех точках рядом с каждой из этих звезд. По этим значениям с помощью уже известных зависимостей $I(D)$, $S_{ic}(m)$ находятся соответствующие значения D и S_{i0} (считая, что $S_{i0} = S_{ic}$).

Теперь можно приступить к осуществлению наиболее важного этапа метода Пурбосисвойо — установлению зави-

симости между S_0 — площадью проекции на фотоэмульсию диафрагмы, охватывающей изображение звезды в «темной» области, и отсчетом этой диафрагмы I . Это достигается эмпирически путем последовательных приближений.

Приближенное значение S_0 можно получить путем измерения диаметра d изображения ирисовой диафрагмы на проекционном экране ирисового фотометра, используя в качестве

единицы длины уже известный диаметр изображения одной из стандартных звезд. По зависимости $I(q)$ находится соответствующее значение истинного диаметра отверстия ирисовой диафрагмы и значение $f = d/q$, показывающее, во сколько раз оптическая система прибора уменьшает диаметр ирисовой диафрагмы в проекции на плоскость фотоэмульсии. Так как для каждого I значения истинной площади отверстия ирисовой диафрагмы S_d известны, можно найти соответствующие приближенные значения $S_0 = S_d \cdot f^2$.

На рис. 22 схематически изображена подобная предварительная зависимость между I и S_0 (кривая C).

Подставляя полученные для каждой из находящихся в «темной» области звезд с известной величиной m значения

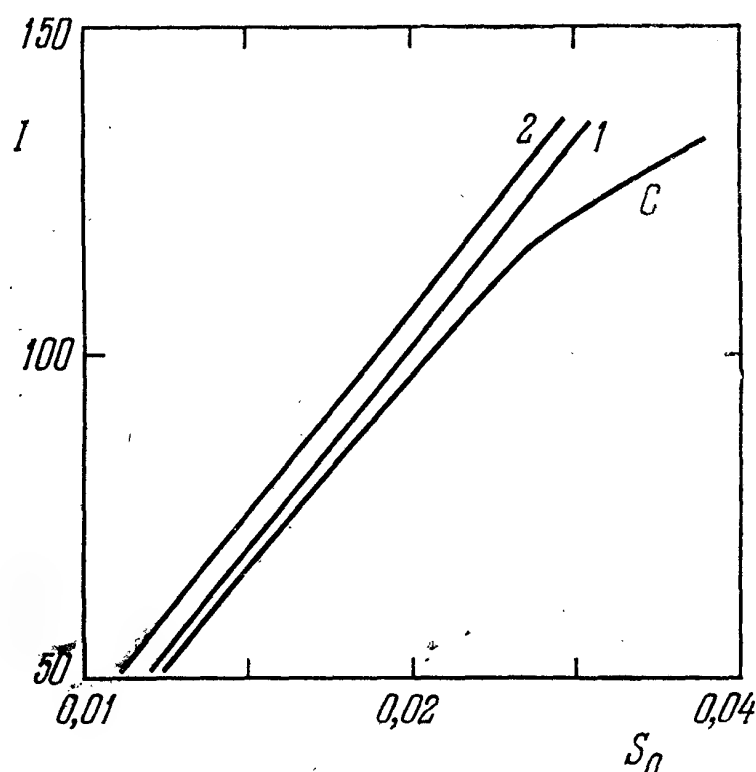


Рис. 22. Нахождение зависимости между величиной S_0 и отсчетом ирисовой диафрагмы I .

D , S_{i0} и S_0 в уравнение (3.4), находим для них предварительные значения S'_c , соответствующие площадям ирисовой диафрагмы, которые получились бы в том случае, если бы «темная» область превратилась в «прозрачную».

Значениям S'_c соответствуют отсчеты I'_c , которые могут быть сняты с кривой C (см. рис. 22), если в качестве абсцисс использовать значения S'_c .

По калибровочной кривой $I(m)$ находим величины m'_c , соответствующие значениям I'_c . Если m'_c не равны соответствующим величинам m , делается второе приближение для построения зависимости $I(S_0)$.

Так, например, если m'_c оказывается систематически меньше m , это означает, что значения I'_c следует уменьшить. Для этого вместо кривой C на рис. 22 проводится новая кривая — 1 . При повторении описанной выше процедуры — определении величины S_0 по данному I с помощью кривой 1 , нахождении S''_c по уравнению (3.4), отсчетов I''_c , снимаемых с кривой 1 для этих значений S''_c , и вхождении с ними в кривую $I(m)$ — находятся величины m''_c , лучше согласующиеся со стандартными величинами m .

Затем производится третье приближение (строится кривая 2 на рис. 22), которое может привести уже к полному согласию между величинами m'''_c и m .

Кривой 2 пользуются в дальнейшем для получения по значениям S_c отсчетов I , позволяющих определять величины m для всех других звезд, находящихся в «темной» области негатива. Эта кривая не отражает, строго говоря, истинную зависимость между I и S_0 , но позволяет эмпирически учесть как фотографические эффекты взаимодействия фона с изображением звезды, так и нестрогость всех прочих допущений, делавшихся в процессе теоретического обоснования метода Пурбосисвойо (не полная непрозрачность изображений звезд, отсутствие у них резко выраженного диаметра и т. п.).

Таким образом, обязательным условием возможности проведения фотографической фотометрии фокальных звездных изображений на неоднородном фоне является (помимо предварительного определения величин ряда звезд в этой области с помощью электрофотометра) стандартизация любого негатива, предназначенного для этой цели.

§ 3. Методика построения калибровочных кривых

1. Калибровочная кривая, служащая для перевода отсчетов фотометра в звездные величины, строится на основании измерений звезд стандартной области. Обычно для ее построения делается несколько приближений, обусловленных необходимостью учета цветового уравнения (см. ниже).

Величины звезд, измеряемые на данной фотопластинке, получаются в так называемой инструментальной системе звездных величин, определяемой оптическими особенностями телескопа, спектральной чувствительностью фотоэмульсии, наличием тех или иных фильтров и т. п. факторами. Как правило, инструментальная система не совпадает с системой стандартных звездных величин, и основной проблемой, встающей перед наблюдателем при обработке результатов фотометрических измерений, является проблема редукции этих измерений к стандартной фотометрической системе. Только в случае возможности проведения такой редукции можно сравнивать между собой результаты наблюдений, полученные разными авторами, что весьма существенно для наблюдений переменных звезд.

Наиболее употребительной в настоящее время системой стандартных звездных величин является фотоэлектрическая система U, B, V , введенная Джонсоном и Морганом (1953). Для того чтобы получить достаточно хорошее приближение к ней, пользуясь методами фотографической фотометрии, можно применять следующие апробированные на практике комбинации пластинок и фильтров (см. табл. 12, а также гл. 7).

Вместо пластинок фирмы ORWO Spezial (ZU-2) можно использовать пластинки Kodak OAO, Kodak 103aO или пленку A-500 Казанского химзавода им. В. В. Куйбышева, а вместо пластинок Kodak OAD или Kodak 103aD — пленку A-650 того же завода.

Соответствующими эквивалентами фильтров УФС-6, БС-8 и ЖС-17 могут служить фильтры фирмы «Шотт» UG2, GG13 и GG11 (каждый толщиной 2 мм).

Особенностью системы B , отличающей ее от старой интернациональной системы фотографических величин, является то, что при ее реализации коротковолновое излучение звезд за пределами $\lambda 3800 \text{ \AA}$ (включая область

Т а б л и ц а 12.

Пластинки и фильтры для фотографической системы *U, B, V*

Система	$\lambda_{эфф}$	$\Delta\lambda$	Пластинки	Фильтр (толщина)
<i>U</i>	3540 Å	600 Å	ORWO ZU-2	УФС-6 (2 мм)
<i>B</i>	4330	950	ORWO ZU-2	БС-8 (3 мм)
<i>V</i>	5750	1400	Kodak OAD	ЖС-17 (2 мм)

бальмеровского скачка) отсекается фильтром и не участвует в образовании их изображений на фотопластинке.

Важность этого обстоятельства была осознана сравнительно недавно. Бальмеровский скачок особенно заметен в спектрах звезд спектрального класса А. Если распределение энергии в спектрах звезд одной и той же визуальной величины различно в области коротких длин волн за пределами бальмеровского скачка, то их фотографические величины, определяемые по снимкам, получаемым без применения соответствующего фильтра, будут зависеть от типа инструмента (рефрактора или рефлектора), с помощью которого получены эти снимки. Рефлектор, особенно с алюминиевым покрытием зеркал, собирает больше коротковолнового излучения, чем рефрактор, линзы объектива которого поглощают значительную долю этого излучения. Это существенно осложняло взаимные редукции фотографических звездных величин, получаемых с разными инструментами.

Большие четырехлинзовые объективы практически не пропускают коротковолнового излучения за пределами бальмеровского скачка. В этом случае отпадает необходимость введения перед пластинкой фильтра БС-8. Фотометрическая система снимков, полученных на эмульсии ZU-2 с помощью 40 см астрографов, снабженных такими объективами, играющими роль соответствующего фильтра, оказывается очень близкой к системе *B*, по крайней мере в центральных частях снимков, при тщательном соблюдении одинаковой манеры фокусировки этих инструментов.

Применение указанных выше фильтров и сортов пластинок позволяет сравнивать между собою фотографические величины звезд различных спектральных классов,

полученные с помощью как рефлексоров, так и рефракторов, и облегчает возможность однозначной взаимной редукции наблюдений разных авторов.

2. Допустим теперь, что наша инструментальная фотометрическая система достаточно близка к стандартной.

Зависимость между звездными величинами m_i и m_s , соответствующими инструментальной и стандартной фотометрическим системам, может быть представлена в виде

$$m_i - m_s = a(m_s) + b(m_s) C_s + c(m_s) C_s^2, \quad (3.5)$$

где C_s — показатель цвета в стандартной системе. Если величины m_i — фотографические, а в качестве стандартной мы пользуемся системой U, B, V , то $C_s = B - V$.

Соотношение вида (3.5) иногда называют цветовым уравнением, связывающим две системы. Коэффициенты a, b, c в общем случае являются функциями звездной величины m_s . Член $a(m_s)$ характеризует разность нуль-пунктов обеих систем. Коэффициенты b и c , называемые обычно цветовыми коэффициентами или также цветовыми уравнениями, характеризуют зависимость разности величин m_i и m_s от C_s . Часто оказывается возможным пренебречь квадратичным членом в соотношении (3.5).

Зависимость цветовых коэффициентов b и c от m_s называется фотографическим эффектом Пуркинье. Этот эффект обусловлен изменением спектрального состава излучения, образующего изображение звезды, по мере удаления от центра изображения к его периферии и особенно заметен у рефракторов, объективы которых дают большую хроматическую аберрацию. Кроме того, лучи разной длины волны, образующие изображение, неодинаково рассеиваются в фотоэмульсии. При экспонировании пластинок края изображений слабых звезд пропадают из-за наличия порогового эффекта, и проявление дает лишь центральную часть изображения.

Структура изображения звезды зависит также от фокусировки и от качества самого изображения, обусловленного атмосферными причинами (дрожанием, турбулентностью). Последнее обстоятельство особенно существенно при работе с длиннофокусными инструментами.

Совершенно очевидно, что для надежного определения коэффициентов a, b, c в соотношении (3.5) и обеспечения

тем самым надежной редукции инструментальных величин к стандартной системе необходимо иметь большое количество стандартных звезд в широком диапазоне звездных величин m_s , причем в каждом сравнительно узком интервале величин должны встречаться звезды с существенно разными показателями цвета C_s . Это — одно из основных требований, предъявляемых к современным локальным фотометрическим стандартам, которому, в частности, не удовлетворяет Северный Полярный Ряд.

3. Рассмотрим методику построения калибровочной кривой.

Пусть на снимке, полученном в системе, близкой к B , имеется фотометрический стандарт — звездное скопление, для ряда звезд которого измерены фотоэлектрические величины в системе U, B, V .

Откладывая по оси ординат отсчеты ирисового фотометра, полученные для звезд стандарта, а по оси абсцисс — соответствующие величины B этих звезд, построим калибровочную кривую первого приближения (рис. 23, а). Если нанести рядом с каждой из точек соответствующие значения $B - V$, то можно увидеть, что точки, соответствующие более красным звездам, располагаются, например, вдоль левого края полученной полосы, а точки, соответствующие более голубым звездам, — вдоль правого края ее.

Проведя среднюю линию (A') полученной зависимости, можно использовать ее для нахождения неизвестных коэффициентов в соотношении (3.5). Для упрощения дальнейшего изложения допустим, что в этом соотношении можно

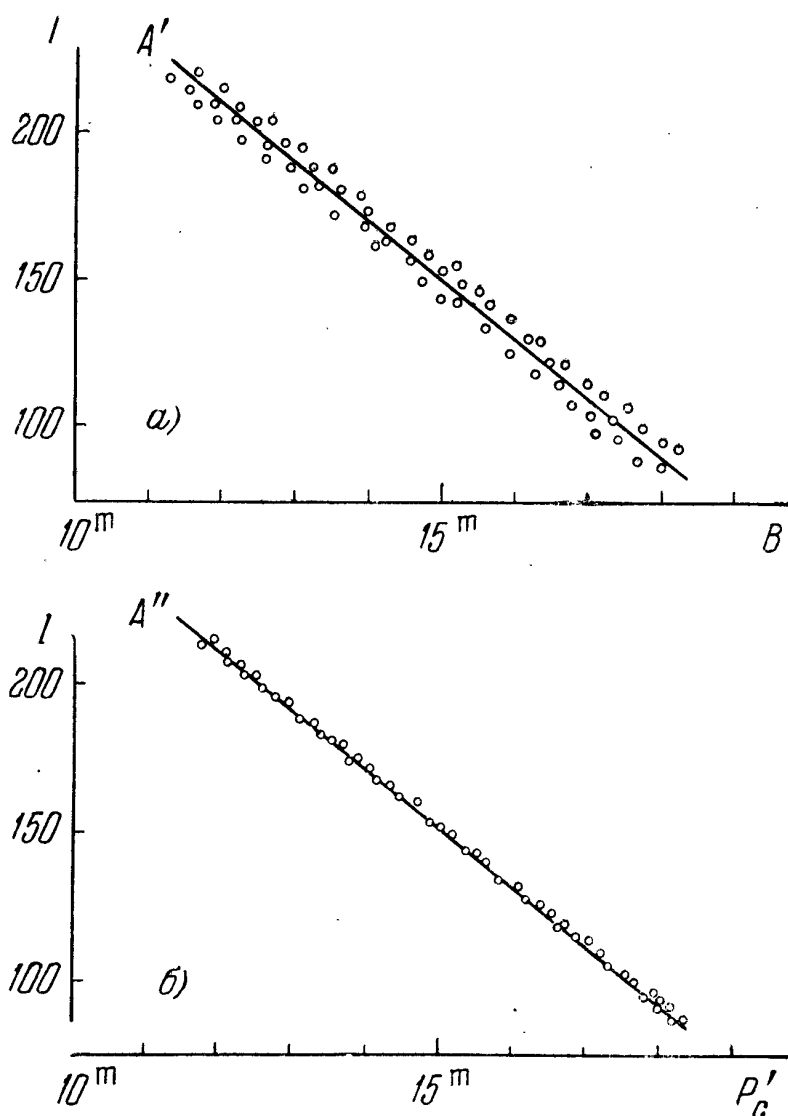


Рис. 23. Построение калибровочной кривой.

пренебречь квадратичным членом, а коэффициенты a и b не зависят от B .

Пользуясь кривой A' , снимаем с графика для каждого отсчета I соответствующее значение P' (первое приближение звездной величины в инструментальной системе).

Образуем разность $P' - B$ и строим график зависимости этих разностей от показателей цвета $B - V$ (рис. 24, а). Полученная зависимость соответствует соотношению

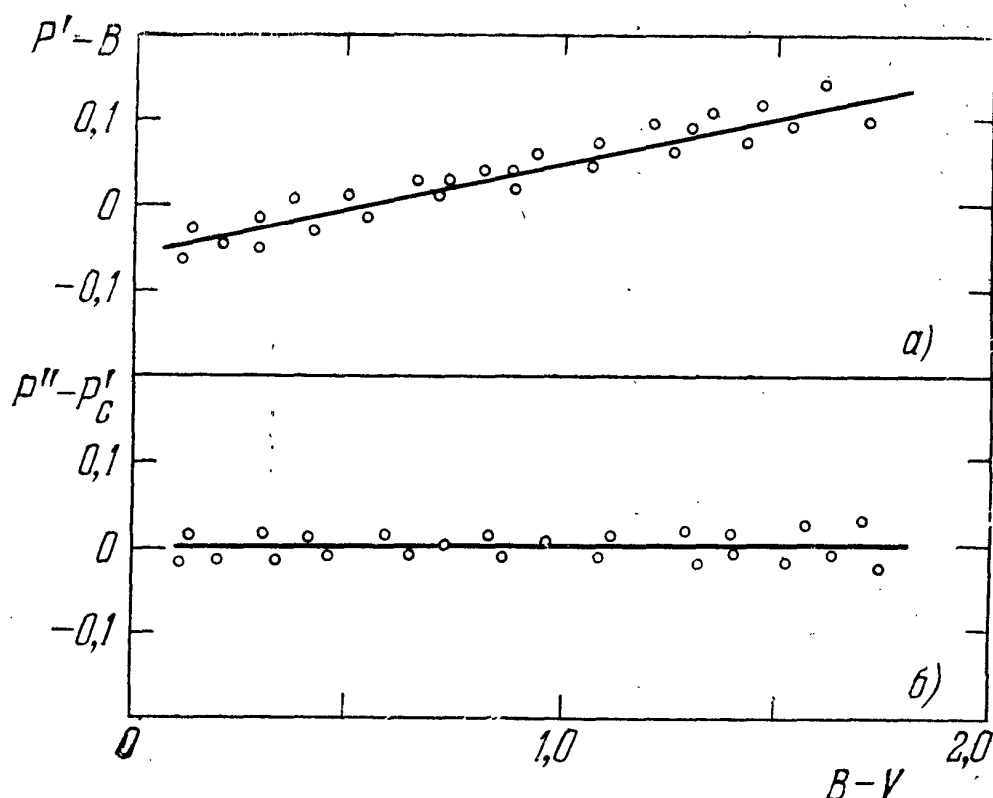


Рис. 24. Зависимость между разностями звездных величин в стандартной и инструментальных системах и показателями цвета $B - V$.

(3.5) без квадратичного члена и позволяет найти значения a и b в этом соотношении:

$$P' - B = a' + b' (B - V). \quad (3.6)$$

В первом приближении достаточно определить значения a' и b' графически, проведя прямую линию на рис. 24, а. Далее, пользуясь соотношением (3.6) с найденными значениями коэффициентов, следует определить значения P'_c :

$$P'_c = B + a' + b' (B - V). \quad (3.7)$$

Этим путем стандартные величины B переводятся в величины инструментальной системы первого приближения.

Построим калибровочную кривую вторично, откладывая по оси абсцисс величины P'_c вместо B (см. рис. 23, б).

Эта кривая характеризуется уже меньшим разбросом точек. Проведем среднюю линию (A'') новой зависимости и, пользуясь ею, снимем с графика для каждого значения I значение P'' (второе приближение звездной величины в инструментальной системе).

Образую разности $P'' - P'_c$ и построим график зависимости этих разностей от значений $B - V$ (см. рис. 24,6). Рис. 24,6 показывает, что дальнейшего исправления полученных «инструментальных» величин за цветовые эффекты не требуется. Если коэффициент b'' в зависимости

$$P'' - P'_c = a'' + b''(B - V) \quad (3.8)$$

отличен от нуля, следует провести третье приближение. В данном случае кривой A'' (см. рис. 23,6) можно пользоваться уже в качестве окончательной калибровочной кривой для перевода отсчетов I в фотографические величины P , выраженные в инструментальной системе.

Образовав разности $P - B$, получаем окончательную зависимость между этими величинами и стандартными величинами B в виде

$$P - B = a + b(B - V). \quad (3.9)$$

Значения неизвестных a и b в этом соотношении следует определить уже по способу наименьших квадратов.

Как правило, значение коэффициента b в этом соотношении оказывается несколько больше значения коэффициента b' в соотношении (3.6).

При наличии фотографического эффекта Пуркинье следует строить участки единой калибровочной кривой отдельно для каждого из выбранных диапазонов звездных величин.

Следует иметь в виду, что в настоящее время лишь в очень редких случаях удастся найти стандарт, содержащий достаточное для более или менее строгого решения задачи число звезд. Обычно среди ярких или среди слабых звезд стандарта бывает трудно найти звезды с заметно различающимися показателями цвета для надежного определения цветовых коэффициентов. Часто приходится экстраполировать результаты определения b , полученные для ограниченного диапазона звездных величин, на весь диапазон без достаточных оснований. При этом, конечно,

резко снижается точность определения соответствующих звездных величин.

4. В связи с появлением электронных вычислительных машин и автоматизированных ирисовых фотометров возникает возможность автоматизации процессов построения калибровочных кривых и определения звездных величин. В оптимальном случае перфолента или перфокарты, выданные перфорационным устройством ирисового фотометра, непосредственно вводятся в вычислительную машину, обрабатывающую результаты измерений по специально составленной программе и выдающую готовые звездные величины измеряемых звезд.

Одна из таких программ подробно описана в работе Бростеруса (1963).

§ 4. Определение величин звезд сравнения по фотографиям

1. Нередко применяется следующая методика определения звездных величин по фотографиям. Исследуемая область и область стандарта фотографируются с помощью одного телескопа на двух разных пластинках, взятых из одной коробки. Обе области при этом располагаются в центре пластинки. Снимки получаются на одном зенитном расстоянии с одинаковыми экспозициями, проявляются одновременно при одинаковых условиях в одном сосуде, измеряются на одном и том же фотометре при неизменной фокусировке и настройке этого прибора. Калибровочная кривая, полученная по звездам стандартной области, используется для перевода отсчетов фотометра, полученных для звезд исследуемой области, в звездные величины.

Этот метод может дать хорошие результаты только в том случае, если прозрачность и состояние атмосферы во время экспонирования обеих пластинок не меняются. Если угловые размеры стандартной и исследуемой областей невелики, то на результаты не должна оказывать влияния фотометрическая ошибка поля телескопа.

Однако практически трудно получить совершенно одинаковые в фотометрическом отношении снимки. Быстрые изменения атмосферных условий приводят к тому, что качество и характер изображений звезд на обеих пластинках оказываются различными. Это означает, что калибро-

вочную кривую, построенную в результате измерений изображений звезд стандартной области, строго говоря, нельзя использовать для определения величин звезд по отсчетам фотометра, полученным в процессе измерений звезд на другой пластинке. При этом могут возникнуть значительные, не поддающиеся учету случайные ошибки нуля-пункта и шкалы звездных величин. Для уменьшения этих ошибок получают большое число пар снимков стандартной и исследуемой областей и усредняют результаты измерений всех пар.

Предпочтительнее иметь изображение стандартной области на той же пластинке, на которой получен снимок исследуемой области, причем обе области должны экспонироваться одновременно. Но это возможно только в том случае, если расстояние на небе между обеими областями не превышает диаметра рабочего поля телескопа.

Уже давно признано необходимым для проведения работ по фотографической фотометрии предварительно создавать фотоэлектрический стандарт непосредственно среди звезд исследуемой области. В таком случае звезды стандарта располагаются на пластинке рядом с исследуемыми звездами, что позволяет избежать большого количества ошибок, присущих описанной выше классической методике. К сожалению, не всегда исследователи переменных звезд могут сами создавать необходимые фотоэлектрические стандарты, особенно для изучения слабых объектов. Поэтому им приходится использовать имеющиеся стандарты, которых еще далеко не достаточно (см. гл. 8). Но даже в тех благоприятных случаях, когда стандартная область расположена близко от исследуемой и может быть сфотографирована вместе с нею на одной пластинке, непосредственное сравнение величин звезд обеих областей, как правило, затрудняется наличием фотометрических ошибок поля и ошибок пластинки.

2. Пусть стандартная область имеет достаточно большие угловые размеры, так что звезды, входящие в нее, покрывают все поле пластинки. Такой областью может служить, в частности, район рассеянного скопления в созвездии Волосы Вероники, где Аргю (1964) создал фотоэлектрический стандарт величин в системе U, B, V , специально предназначенный для исследования фотометрических особенностей поля широкоугольных фотографе-

ских инструментов. Допустим, что наша инструментальная система звездных величин совпадает со стандартной.

Пусть калибровочная кривая построена по звездам стандартной области, расположенным в центральном участке пластинки. Если, пользуясь этой кривой, определить по отсчетам фотометра величины стандартных звезд, находящихся на разных расстояниях от центра пластинки, то можно заметить расхождения между найденными таким образом величинами стандартных звезд и их фотоэлектрическими величинами.

Если эти расхождения носят систематический характер и зависят от свойств телескопа и его фотографического устройства, их называют *фотометрическими ошибками поля*. Если упомянутые расхождения обусловлены свойствами фотоэмульсии, в частности, неодинаковой чувствительностью ее в разных участках пластинки, их называют *ошибками пластинки*. Ошибки пластинки могут носить не только случайный, но и систематический характер. Случайные флуктуации плотности зерен фотоэмульсии вызывают сравнительно небольшие случайные колебания отсчетов фотометра. Крупномасштабные изменения чувствительности фотоэмульсии, неодинаковость проявления различных участков пластинки и т. п. фотографические эффекты могут привести к появлению значительных систематических ошибок, характеризующих сравнительно большие участки пластинки.

Как правило, результаты измерений бывают отягощены суммарным влиянием обоих эффектов — ошибок поля и ошибок пластинки.

Влияние ошибок пластинки можно уменьшить, усредняя результаты, полученные при измерении нескольких пластинок (обычно трех-четырех), а также повышая тщательность хранения фотоматериалов и обработки негативов в процессе их проявления, фиксирования, сушки. Правила хранения и обработки фотоматериалов, применяемых для целей астрофотометрии, подробно изложены в уже упоминавшейся статье Стока и Вильямса (1962).

Ошибки поля весьма разнообразны. Некоторые из них также могут меняться от пластинки к пластинке (это ошибки, зависящие от времени экспозиции, качества изображений, качества гидирования, фокусировки), другие более или менее постоянны для всех пластинок, получа-

емых с данным инструментом (ошибки, обусловленные виньетированием, эффектом хроматизма, наклоном плоскости эмульсии к фокальной плоскости, неоднородностью используемых фильтров и т. п.). Все эти факторы влияют на структуру изображения.

Совершенно очевидно, что говорить о фотометрических ошибках поля данного телескопа можно, лишь подразумевая, что речь идет о комбинации этого телескопа с конкретным астрофотометром. Каждый раз при изменении комбинации «телескоп — астрофотометр» необходимо заново исследовать эти ошибки.

В общем случае ошибка поля зависит не только от расстояния от оптического центра пластинки, но и от направления, по которому мы удаляемся от центра, т. е. является функцией прямоугольных координат звезды на пластинке. Кроме того, она зависит от звездной величины.

Методы анализа фотометрических ошибок поля предложены Стоком (1951), а также Стоком и Велау (1960). Описание их можно найти, в частности, и в статье Стока и Вильямса (1962). Эти методы применимы для анализа ошибок поля только телескопов системы Шмидта или Максудова, у которых нет заметных эффектов хроматизма.

У рефракторов ошибки поля зависят не только от координат и величин, но и от цвета звезд, и практически не поддаются точному определению. Поэтому астрографы (особенно широкоугольные) не следует применять для проведения точных работ по фотографической фотометрии. В лучшем случае с их помощью можно определять величины звезд с точностью до $\pm(0^m.1-0^m.2)$.

3. Трудность учета ошибок поля не означает, что их влияние нельзя свести к минимуму, применяя рациональную методику наблюдений.

Иногда поступают следующим образом. Пусть A — область стандарта, B — исследуемая область. Закрыв половину пластинки, снимают область A в районе центра пластинки. Затем поворачивают пластинку в кассете на 180° и, закрыв уже экспонированную ее половину, снимают близ центра область B так, чтобы на получившемся после проявления комбинированном снимке обе области оказались рядом. Этот способ описывает, в частности, Бааде (1963). Однако при этой процедуре, как и в случае получения снимков стандартной и исследуемой областей

на разных пластинках, может возникнуть различие в качестве изображений обеих областей со всеми вытекающими отсюда нежелательными последствиями.

Наилучший фотографический метод определения звездных величин в любой части пластинки при условии, что в пределах этой пластинки можно сфотографировать

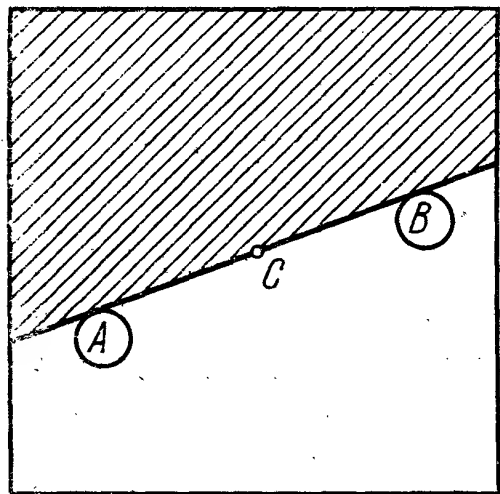


Рис. 25. Метод Хардорма. Расположение сравниваемых областей и экрана относительно центра пластинки C .

стандартную область, предложен Хардормом (1960). Метод Хардорма позволяет в значительной степени исключить влияние ошибок поля и пластинки на получаемые величины и дает хорошие результаты, особенно при использовании телескопов типа Шмидта.

Стандартная область A и исследуемая область B фотографируются таким образом, чтобы они располагались на пластинке на одинаковом расстоянии от ее центра C , который должен находиться на прямой, касающейся границ обеих областей. Обе области должны находиться по одну сторону от этой прямой (рис. 25). На одной пластинке делаются две равные экспозиции (желательно симметрично относительно меридиана). Во время первой экспозиции половина пластинки, не содержащая областей A и B , закрывается непрозрачным экраном. Перед второй экспозицией труба телескопа переключается относительно колонны, а непрозрачный экран, помещаемый в кассете перед плоскостью фотоэмульсии, переворачивается так, чтобы экспонированная половина пластинки оказалась закрытой. Положение пластинки в кассете не меняется. Вторая экспозиция делается с тем же центром так, что изображения областей A и B попадают на ранее неэкспонированную половину пластинки. После проявления пластинки получается комбинированный снимок (рис. 26), на котором содержатся две пары изображений областей A и B , расположенных рядом друг с другом (I и II).

Для каждой пары по звездам соответствующей ей стандартной области A строится своя калибровочная кривая. Отсчеты фотометра, полученные для звезд области B пары I, переводятся в звездные величины с помощью

кривой, полученной по звездам области A той же пары. Соответственно, с помощью кривой, полученной по звездам области A пары II, находятся величины звезд области B пары II. Оба ряда полученных величин усредняются, в результате чего находятся окончательные величины звезд в области B , свободные от ряда ошибок поля и пластинки.

При такой процедуре уменьшается влияние эффектов проявления и локальных различий чувствительности эмульсии на фотопластинке. Ошибки поля, связанные с различием характера изображений в I и II районе поля телескопа, оказывают противоположное влияние и при усреднении обоих рядов полученных величин исчезают.

В самом деле, допустим, что оптика телескопа дает хорошие изображения в области I, а в области II — плохие. После перекладки инструмента в область хороших изображений попадает область B , а область A окажется в районе плохих изображений. Тогда при измерениях пары II плохие изображения звезд области B будут сравниваться с плохими, но одинаковыми с ними по характеру изображения звезд области A , а при измерениях пары I — хорошие изображения звезд области B будут сравниваться с хорошими и также одинаковыми с ними по своему характеру изображения звезд области A .

Точно так же компенсируются эффекты дефокусировки, обусловленные наклоном плоскости пластинки к фокальной плоскости.

Простой поворот пластинки в кассете на 180° без перекладки инструмента относительно колонны устраняет ошибки пластинки, но не устраняет ошибок поля. Поэтому не следует упрощать метод Хардорпа, отказываясь от перекладки трубы.

При перекладке трубы относительно колонны заведомо меняется характер деформаций оптических деталей телескопа и механических частей, несущих кассетную часть

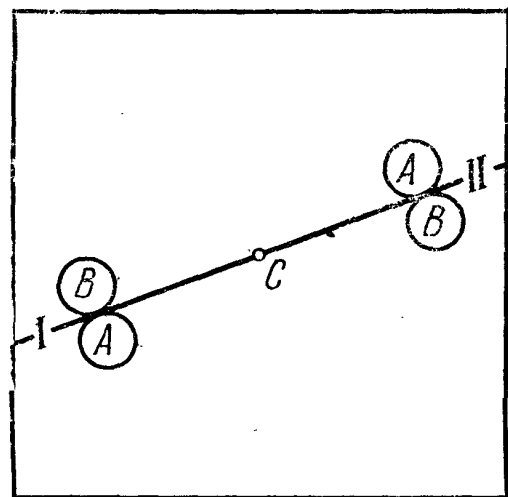


Рис. 26. Расположение изображений сравниваемых областей A и B на комбинированном снимке, полученном по методу Хардорпа.

(в случае систем типа Шмидта и Максутава). Поэтому при перекладке трубы характер изображений в фокальной плоскости, строго говоря, не остается неизменным. Однако ошибки, возникающие в результате подобных изменений, должны быть существенно меньше тех, для борьбы с которыми предназначен этот метод.

4. Опыт показывает, что при соблюдении описанной выше методики получения, измерений и обработки негативов можно, даже с помощью астрографов, находить величины звезд сравнения в современных фотометрических системах с точностью до $\pm(0^m,1 - 0^m,2)$. Такая точность уже достаточна для проведения статистических исследований переменных звезд, в частности, изучения их группировок и подсистем, образуемых ими в Галактике.

ЛИТЕРАТУРА

- А р г ю, 1960 — Argue A. N., *Vistas in Astr.* 3, 184.
 А р г ю, 1964 — Argue A. N., *MN* 127, 97.
 Б а а д е, 1963 — Baade W., «*Evolution of Stars and Galaxies*», русск. перев. 1966, «Мир», 112.
 Б и ш о ф, В у р м у с, 1966 — Bischoff W., Wurmus H., *Feingeräte Technik*, 15, 257.
 Б р о с т е р у с, 1963 — Brosterhus E., *Hamburg Sternw. Astr. Abh.* 7, 17.
 Д ж о н с о н, М о р г а н, 1953 — Johnson H. L., Morgan W. W., *ApJ* 117, 313.
 М е й к л я р П. В., 1951, «Курс астрофизики и звездной астрономии», т. 1, 132—157, Физматгиз.
 М а р к о в А. В., 1951, «Курс астрофизики и звездной астрономии», т. 1, 378—404, Физматгиз.
 М а р т ы н о в Д. Я., 1960, «Курс практической астрофизики», §§ 12, 19, Физматгиз.
 М а т я г и н В. С., 1960, *Изв. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР*, 9, 40.
 М а т я г и н В. С., 1962, *Изв. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР*, 15, 32.
 П у р б о с и с в о й о, 1963 — Purbosiswojo K., *Bosscha Obs. Contr.*, № 18.
 С е д д о н, Д ж о н с, 1966 — Seddon H., Jones W., *Edinburgh Publ.* 5, 99.
 С т о к, 1951 — Stock J., *AN* 280, 121.
 С т о к, В е л а у, 1960 — Stock J., Wehlau W. H., *AJ* 61, 80.
 С т о к Д. и В и л ь я м с А. Д., 1962 — «Фотографическая фотометрия», в сб. «Методы астрономии», М., 1967, стр. 321—360.
 У и в е р, 1962 — Weaver H., *Handb. der Physik* 54, 130—179.
 Х а р д о р п, 1960 — Hardorp J., *Hamburg Sternw. Astr. Abh.* 5, № 7.
 Х о л о п о в П. Н., 1949, *ПЗ* 7, 51.
 Ч у г а й н о в П. Ф., 1965, *Изв. КрАО* 34, 86.

МЕТОДЫ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
НАБЛЮДЕНИЙ

И. Ф. Чугайнов

§ 1. Общие характеристики фотоэлектрических
приемников излучения

Действие фотоэлектрических приемников излучения основано на *фотоэффекте*. Фотоэффект может происходить в различных металлах и полупроводниках, но для практического применения изготавливаются специальные фоточувствительные материалы.

Явление фотоэффекта состоит в передаче энергии кванта света электрону, приводящей последний в возбужденное состояние. Существует два вида фотоэффекта: *внешний* и *внутренний*. В случае внешнего фотоэффекта поглощаемые кванты имеют энергию, достаточную для того, чтобы освободить электроны из фоточувствительного слоя. Внешний фотоэффект используется в *фотоэлементах и фотоумножителях*. При внутреннем фотоэффекте энергия поглощаемых квантов идет на перевод электрона из связанного состояния в свободное, в котором он способен переносить электрический ток. В этом случае освобожденный электрон остается внутри фоточувствительного слоя. Внутренний фотоэффект используется в *фотосопротивлениях, фотогальванических и фотогальваномагнитных* приемниках.

Для фотоэлектрических приемников любого из перечисленных типов можно указать минимальную энергию кванта $E_{\min}$, которая способна вызывать в нем фотоэффект. Ей соответствует определенная длинноволновая граница чувствительности приемника λ_d , удовлетворяющая соотношению

$$\lambda_d = \frac{c}{h} E_{\min}, \quad (4.1)$$

где h — постоянная Планка и c — скорость света.

При постоянном воздействии светового потока на фотоэлектрический приемник в последнем возникает *фототок*. Характерной особенностью этих приемников является пропорциональность между фототоком и световым потоком. Отношение числа фотоэлектронов к числу квантов, попадающих в приемник, называется *квантовым выходом*. В большинстве случаев не все фотоэлектроны, порождаемые фотоэффектом, участвуют в образовании фототока. Поэтому чаще говорят о *квантовой эффективности* приемника, понимая под этим реальный коэффициент использования квантов. Эта величина может достигать значений около 0,1—0,3.

Чувствительность фотоэлектрического приемника характеризуется его реакцией на световой поток определенной величины. Под *общей чувствительностью* понимают отношение выходного сигнала s к мощности излучения w , попадающего в приемник,

$$r_{\text{общ}} = \frac{s}{w}. \quad (4.2)$$

В зависимости от того, что является измеряемой величиной, напряжение или ток, общая чувствительность выражается в вольтах на ватт или в амперах на ватт.

Реакция приемника на монохроматический поток называется *абсолютной спектральной чувствительностью*. Эта величина равна току, возникающему в приемнике, при освещении его единичным монохроматическим потоком, выраженным в энергетических единицах, например, в *эрг/сек ангстрем*. Обозначим ее через $r(\lambda)$. Если приемник освещен гетерохромным излучением, то величина фототока будет равна

$$i = \int_0^{\infty} E(\lambda) r(\lambda) d\lambda, \quad (4.3)$$

где $E(\lambda)$ — монохроматический поток, соответствующий длине волны λ . Таким образом, получим, что

$$r_{\text{общ}} = \frac{\int_0^{\infty} E(\lambda) r(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda) d\lambda}. \quad (4.4)$$

Для приемников, чувствительных к видимому излучению (фотоумножители), чувствительность обычно определяется по измерениям ленточной лампы накаливания и выражается в амперах на люмен. Обозначая получаемую таким образом чувствительность через ρ , получим для нее следующее выражение:

$$\rho = \frac{\int_0^{\infty} E(\lambda) r(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda) v(\lambda) d\lambda}, \quad (4.5)$$

где $v(\lambda)$ — абсолютная спектральная чувствительность глаза. Необходимо иметь в виду, что при наблюдениях звезды соотношение между фототоком и световым потоком, выраженном в люменах, может оказаться существенно другим, чем при измерениях ленточной лампы, из-за различия цветовых температур звезды и ленточной лампы.

В случае астрономических наблюдений фототок бывает очень малым и не может быть измерен непосредственно. Измерения становятся возможными лишь при применении усиления фототока, которое осуществляется несколькими различными способами. Усиление может производиться как внутри самого приемника, так и с помощью дополнительной усилительной аппаратуры. Аппаратура, в сочетании с которой используется приемник, вносит изменения как в общую, так и в спектральную чувствительность. В связи с этим следует подчеркнуть, что, говоря о чувствительности, необходимо указать, относится ли она к слою, в котором происходит фотоэффект, к приемнику или ко всей аппаратуре в целом.

Характеризуя приемник излучения, важно указать пределы его применимости для измерения разных световых потоков. Особенно нас должно интересовать, в какой степени приемник применим для измерения слабых световых потоков. Наименьший поток излучения, который еще может быть зарегистрирован с данным приемником, называется *порогом чувствительности* приемника. Порог чувствительности определяется шумами приемника, которые могут быть как внутреннего, так и внешнего происхождения. Ниже будут рассмотрены различные виды шумов. Сейчас отметим только, что шум — это паразитный сигнал

на выходе приемника, беспорядочно изменяющийся во времени. Налагаясь на измеряемый сигнал, шум вызывает его флуктуации, т. е. ограничивает точность измерений.

Очевидно, что относительная ошибка измерений будет определяться отношением «шум/полезный сигнал», причем, если для определенности считать, что измеряемым сигналом и шумом являются напряжения $V_{\text{сигн}}$ и $V_{\text{шум}}$, эта ошибка будет равна

$$\sigma = \frac{\langle V_{\text{шум}}^2 \rangle^{1/2}}{V_{\text{сигн}}} . \quad (4.6)$$

Порогу чувствительности соответствует поток излучения, при котором σ составляет 100%.

Поскольку шум обусловлен случайными процессами, то с помощью осреднения измеряемого сигнала и шума на бесконечно большом интервале времени влияние шума можно было бы свести к нулю. Практически осреднение производится с помощью интегрирующей схемы. Результат интегрирования всегда остается флуктуирующей величиной, но относительная величина флуктуаций уменьшается с увеличением времени интегрирования. Этот метод широко используется для увеличения пороговой чувствительности.

В некоторых случаях влияние шума на точность измерений можно уменьшить, используя его зависимость от частоты и применяя избирательные усилители. Зависимость от частоты, как известно, характеризуется спектральной плотностью мощности шумов, которую мы обозначим как $P(f)$. Можно показать (см., например, ван дер Зил, 1954), что средний квадрат шумового напряжения следующим образом связан с $P(f)$ и шириной полосы частот, пропускаемой усилителем, Δf :

$$V_{\text{шум}}^2 = P(f_0) \Delta f , \quad (4.7)$$

где f_0 — рабочая частота.

Фундаментальной составляющей шума фотоэлектрических приемников всех типов является *радиационный шум*, вызываемый статистическими флуктуациями числа квантов, попадающих в приемник,

Средний квадрат флуктуаций квантов для равновесного излучения определяется статистикой Бозе:

$$\langle (n_\nu - \langle n_\nu \rangle)^2 \rangle = \langle n_\nu \rangle \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right)^{-1}, \quad (4.8)$$

где $\langle n_\nu \rangle$ — среднее число квантов в интервале частот ν , $\nu + d\nu$, попадающих в приемник за некоторый фиксированный интервал времени, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана и T — температура источника. В большинстве случаев оказывается, что $h\nu \gg kT$, и поэтому множитель в круглых скобках равен единице. Однако иногда это неравенство может не соблюдаться, например, когда температура источника высокая, и его измерения ведутся в инфракрасной области.

При отсутствии шумов, возникающих в самом приемнике, радиационный шум определяет порог чувствительности. Такой приемник называется *идеальным приемником*, причем предполагается также, что его квантовый выход равен единице.

Радиационный шум проявляется по-разному в зависимости от типа приемника. При измерениях видимого и ультрафиолетового излучения он представляет собой флуктуации числа квантов, приходящих от звезды и фона неба, а в инфракрасной области основной вклад дают флуктуации теплового излучения окружающей приемник среды.

§ 2. Фотоумножители

Фотоумножители применяются для регистрации излучения в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра.

Первичным источником электронов служит фотоэмиссионный слой, в котором происходит фотоэффект. Фототок усиливается за счет *вторичной электронной эмиссии*. Это явление заключается в свойстве некоторых специальных материалов под действием электронной бомбардировки испускать в свою очередь значительно большее число электронов.

Рассмотрим устройство фотоумножителя (рис. 27). Фотоэмиссионный слой, называемый *фотокатодом*, наносится непосредственно на внутреннюю поверхность прозрачного баллона («полупрозрачный» фотокатод) либо

на расположенную внутри баллона металлическую пластинку. В баллоне создан вакуум. Слои, в которых происходит вторичная электронная эмиссия, наносятся на пластинки или изогнутые

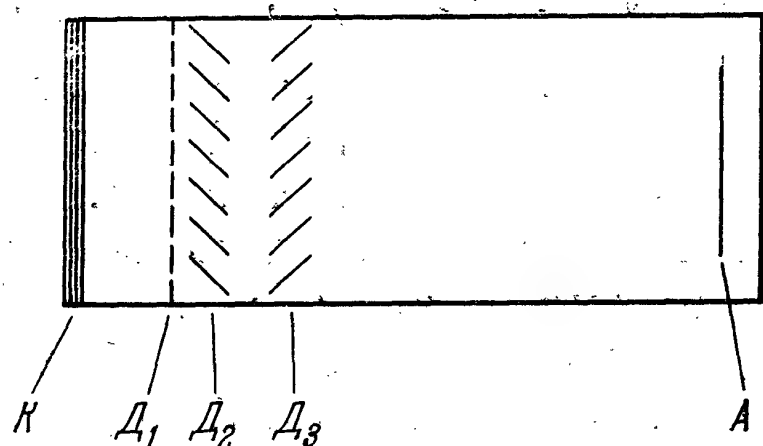


Рис. 27. Конструкция фотоумножителя ЕМІ.

К — фотокатод, D_1 — фокусирующая диода, $D_2, D_3 \dots$ — диоды, А — анод.

Они называются *динодами*. Фотокатод и диоды имеют выводы, к которым подаются последовательно увеличивающиеся электрические потенциалы. Таким образом, электроны ускоряются в электрическом поле, созданном между динодами. Каждый динод усиливает фототок примерно в пять раз. В итоге каждый электрон, испущенный фотокатодом, дает на последнем

поверхности, изготовленные из специального материала и размещенные внутри баллона. Они называются *динодами*. Фотокатод и диоды имеют выводы, к которым подаются последовательно увеличивающиеся электрические потенциалы. Таким образом, электроны ускоряются в электрическом поле, созданном между динодами. Каждый динод усиливает фототок примерно в пять раз. В итоге каждый электрон, испущенный фотокатодом, дает на последнем

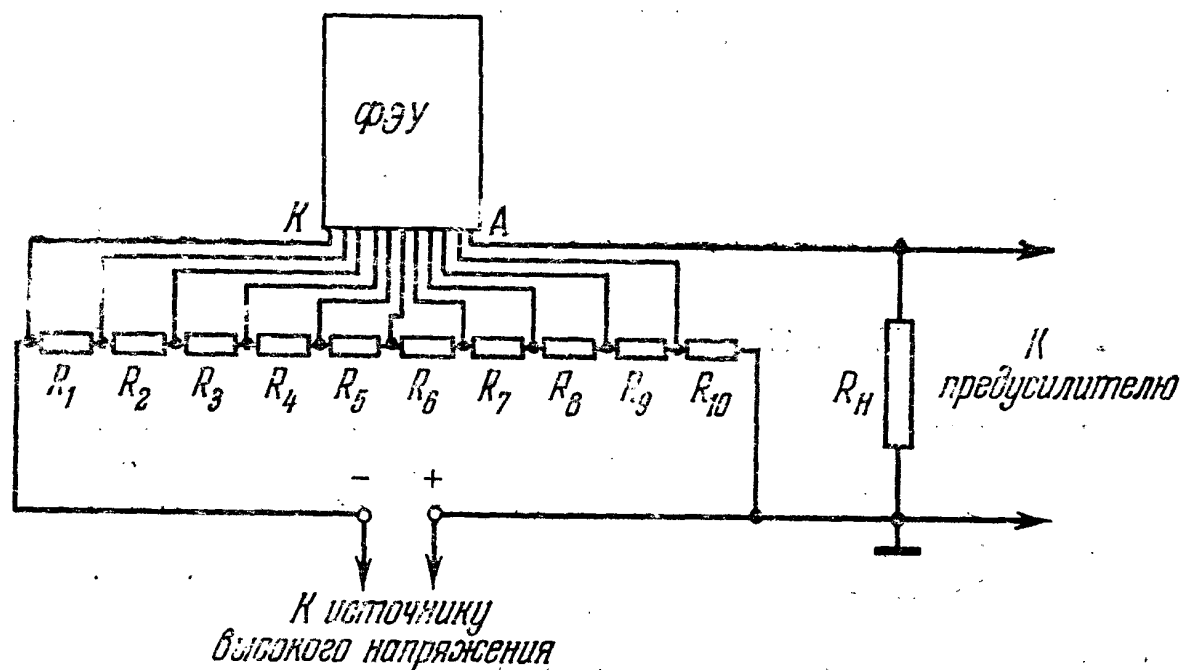


Рис. 28. Схема включения фотоумножителя.

$R_1, R_2, R_3, \dots$ — сопротивления делителя напряжения, R_n — сопротивление нагрузки.

диноде, называемом *анодом*, 10^6 — 10^7 электронов. Схема включения фотоумножителя показана на рис. 28.

Тепловые движения внутри фотокатода и динодов могут сообщить части электронов энергию, достаточную для их освобождения из этих слоев. Поток этих электронов, уси-

ленный диодной системой, составляет основную долю *темнового тока* фотоумножителя. Некоторый вклад в темновой ток дает также ток утечки. Таким образом, темновой ток является помехой, накладывающейся на измеряемый сигнал. Величина темнового тока может быть уменьшена за счет охлаждения фотоумножителя.

В таблице 13 даны согласно Шарпе (1961) средние характеристики фотокатодов для фотоумножителей, выпускаемых фирмой ЕМІ и применяемых в астрономии: тип фотокатода, его химический состав, длина волны λ_{max} и среднее значение квантовой эффективности ϵ_{max} , соответствующие максимуму кривой спектральной чувствительности, длинноволновая граница чувствительности $\lambda_{\text{д}}$ и общая чувствительность, выраженная в микроамперах на люмен. Коротковолновая граница чувствительности равна 3500 Å для стеклянного баллона и 2000 Å для баллона с кварцевым окошком.

Т а б л и ц а 13

Характеристики фотокатодов фотоумножителей

Тип	Материал	Форма	$\lambda_{\text{max}}, \text{Å}$	ϵ_{max}	$\lambda_{\text{д}}, \text{Å}$	Чувствительность мкка/лм
S11	SbCsO	Полупрозрачный	4200	0,15	6700	60
S4	SbCs	Непрозрачный	4500	0,10	7000	40
ЕМІ «S»	SbCs	Полупрозрачный	4200	0,12	6500	40
S20	Sb (NaK) Cs	»	4400	0,20	8500	150
S10	BiAgOCs	»	4500	0,05	8000	35
S1	AgOCs	»	8000	0,004	12000	15

Эффективность фотоумножителя как приемника излучения определяется прежде всего характеристиками его фотокатода. Отобранные экземпляры фотоумножителей лучших типов с фотокатодами типов S4, S11 и S20 имеют квантовую эффективность около 0,3—0,4.

Важно также, чтобы темновой ток фотоумножителя был небольшим. Мы уже отмечали, что темновой ток обусловлен в основном термоэлектронной эмиссией. Число термоэлектронов, возникающих в единицу времени, зависит от площади фотокатода, значения работы выхода и от

температуры. Для лучших типов фотоумножителей с фотокатодами типов S4, S11, S20 при комнатной температуре число темновых электронов не превышает 10 в секунду. Как мы увидим ниже, такой темновой ток не вносит заметных помех даже при измерениях самых слабых звезд. У фотоумножителей с фотокатодом типа S1, применяемых для регистрации инфракрасного излучения в области 7500—12 000 Å, благодаря малой величине работы выхода темновой ток при комнатной температуре очень велик. Чтобы его снизить, приходится охлаждать эти фотоумножители сухим льдом до температуры -70°C .

Из фотоумножителей, выпускаемых нашей промышленностью, в астрономических обсерваториях применяются типы ФЭУ-64, -79 и -83 (фотокатоды типов S11, S20 и S1 соответственно). Характеристики фотокатодов отобранных образцов этих фотоумножителей не хуже или даже превосходят те, которые приведены в табл. 13.

Лучшие образцы фотоумножителей близки по своим свойствам к идеальному приемнику излучения. Действительно, их собственные шумы достаточно малы и можно считать, что они относятся к числу приемников, обладающих только радиационным шумом. С другой стороны, как уже отмечалось, их квантовая эффективность может достигать значений порядка 0,4, т. е. довольно близка к квантовой эффективности идеального приемника. Нетрудно найти, что при $\varepsilon < 1$ относительная средняя квадратичная ошибка измерений, обусловленная радиационным шумом, будет равна

$$\sigma = (\varepsilon n)^{-1/2}, \quad (4.9)$$

где n — среднее число квантов, попадающих в приемник за время наблюдений. При $\varepsilon n = 1$ относительная ошибка достигает 100%, что соответствует порогу чувствительности.

В настоящее время применяются три способа регистрации тока фотоумножителей: счет импульсов тока от отдельных фотоэлектронов, регистрация мгновенного значения тока и интегрирование тока. Первый из них основан на применении импульсного усилителя, соединенного с выходом фотоумножителя и счетчика.

Во втором и третьем способе используется усилитель постоянного тока и либо самописец либо интегратор. Следует

отметить, что регистрирующая система, состоящая из усилителя постоянного тока и самописца, всегда обладает некоторой постоянной времени, вследствие чего, строго говоря, она измеряет не мгновенное, а осредненное по времени значение усиленного тока фотоумножителя. Поэтому между вторым и третьим способом принципиального различия нет.

Рассмотрим сначала первый из этих способов. Чтобы определить ошибки измерений, необходимо учесть, что регистрируемые импульсы вызываются как светом звезды, так и фоном неба и темновым током. Обозначим соответствующие числа импульсов в единицу времени через $N_{зв}$, N_{ϕ} , $N_{т}$ и через Δt — время измерения. Общее число импульсов в единицу времени обозначим через N , т. е.

$$N = N_{зв} + N_{\phi} + N_{т}. \quad (4.10)$$

Чтобы определить число импульсов от звезды, всегда приходится делать два измерения: общего числа импульсов и суммарного числа импульсов фона неба и темнового тока. Если время измерений в обоих случаях одинаковое, то относительная средняя квадратичная ошибка измерения звезды будет, очевидно, равна

$$\sigma = \frac{[N_{зв} + 2(N_{\phi} + N_{т})]^{1/2}}{N_{зв} (\Delta t)^{1/2}}. \quad (4.11)$$

Рассчитаем ошибки измерений и предельную звездную величину в системе B Джонсона и Моргана (1953) для телескопа с диаметром 100 см в комбинации с фотоумножителем ЕМІ 6256 В и соответствующим фильтром. Число импульсов от звезды может быть определено из следующего выражения:

$$N_{зв} = \frac{\pi D^2}{4} \varepsilon_{\lambda} \kappa_{\lambda} 10^{-0,4m} n_{\lambda}^0 \Delta \lambda, \quad (4.12)$$

где D — диаметр телескопа, ε_{λ} — квантовая эффективность, κ_{λ} — общий коэффициент пропускания земной атмосферы, оптики и фильтра, $n_{\lambda}^0 \Delta \lambda$ — число квантов, приходящих от звезды нулевой величины на 1 см² верхней границы атмосферы за 1 сек в пределах полосы B . Принимая $D = 100$ см, $\varepsilon_{\lambda} = 0,2$, $\kappa_{\lambda} = 0,5$, $n_{\lambda}^0 \Delta \lambda = 1,4 \cdot 10^6$, получим

для разных величин B числа $N_{зв}$, приведенные в следующей табличке:

B	$N_{зв}$		B	$N_{зв}$
12	$1,8 \cdot 10^4$		15	$1,1 \cdot 10^3$
13	$7,0 \cdot 10^3$		16	$4,5 \cdot 10^2$
14	$2,8 \cdot 10^3$		17	$1,8 \cdot 10^2$

Число импульсов фона неба зависит от углового диаметра диафрагмы фотометра и от поверхностной яркости ночного неба. Примем, что угловой диаметр диафрагмы равен $10''$ и яркость неба составляет 22 зв. вел/кв. сек (безлунная ночь). Тогда вклад фона неба эквивалентен звезде с $B = 17^m,3$, т. е. $N_{\phi} = 1,4 \cdot 10^2$. Число темновых импульсов можно принять $N_T = 20$.

Согласно (4.11) относительная ошибка измерения звезды с $B = 17^m$ при времени наблюдения 60 сек составит

$$\sigma = \frac{(1,8 \cdot 10^2 + 2,8 \cdot 10^2 + 4 \cdot 10^1)^{1/2}}{1,8 \cdot 10^2 (60)^{1/2}} = 1,6 \%$$

Порог чувствительности при $\Delta t = 60$ сек соответствует звезде с $B = 21^m,7$, так как для этой звездной величины, как нетрудно подсчитать, $N_{зв} = 2,3$ и относительная ошибка

$$\sigma = \frac{(2,3 + 2,8 \cdot 10^2 + 4 \cdot 10^1)^{1/2}}{2,3 (60)^{1/2}} = 100 \%$$

Для звезд слабее $B = 17^m$ в рассматриваемом случае ошибки измерений быстро увеличиваются с уменьшением блеска, причем основные помехи будут создавать шумы фона неба. Чтобы измерить блеск звезды с $B = 22^m,0$ с ошибкой, не превышающей 1%, потребовалось бы время около 280 часов. Отметим также, что при отсутствии фона неба та же точность была бы достигнута приблизительно за 1,5 часа измерений.

При рассмотрении ошибок измерений, возникающих в случае применения счета импульсов, мы считали, что каждый электрон, испущенный фотокатодом (независимо от того, вызван ли он фотоэффектом или термоэлектронной эмиссией), будет сосчитан. Мы не принимали во внимание,

что коэффициент усиления диодной системы подвержен статистическим флуктуациям, и в результате этого отдельные импульсы имеют неодинаковые амплитуды. Однако наше предположение вполне оправдано, поскольку чувствительность воспринимающей аппаратуры возможно сделать такой, чтобы регистрировался практически каждый импульс независимо от его амплитуды. Поэтому можно считать, что при применении счета импульсов относительная величина флуктуаций фототока на выходе фотоумножителя и на фотокатоде одинакова.

С другой стороны, при применении усиления по постоянному току вклад, вносимый импульсами, пропорционален как их числу, так и амплитуде. В этом случае статистические флуктуации коэффициента усиления диодной системы увеличивают исходные флуктуации тока фотокатода. Однако это увеличение невелико, оно составляет около 25% (Чечик и др., 1957). Таким образом, различия в точности измерений между способом счета импульсов и способом интегрирования по постоянному току невелики, и можно считать, что полученные выше оценки точности для счета импульсов приблизительно справедливы и для способа интегрирования по постоянному току.

Более детальное сравнение точности способов счета импульсов и интегрирования по постоянному току проведено недавно Туллом (1968). Им получены кривые распределения импульсов по амплитудам для фотоумножителя типа ЕМІ 6256 В. Его результаты убедительно показывают, что, во-первых, распределения световых и темновых импульсов различны и, во-вторых, те и другие зависят от напряжения на фотоумножителе. Значения отношения сигнал/шум получены Туллом путем численного интегрирования этих кривых. Работа Тулла показывает, что для получения наиболее выгодного отношения сигнал/шум необходим специальный режим работы фотоумножителя.

§ 3. Приемники инфракрасного излучения

Для измерения инфракрасного излучения звезд применяются различные фотоэлектрические приемники. В области от 1 до 1,85 мк Морозом (1963) с успехом применялся приемник из Ge. Многими наблюдателями используется фотосопротивление из PbS, область чувствительности

которого от 1 до 3,5 мк. В области от 3,5 до 5,5 мк применяется приемник из InSb. (Джонсон и Митчелл, 1962). Наконец, излучение с длинами волн от 5,5 до 120 мк может быть зарегистрировано с помощью приемников из Ge, легированного различными элементами (Левинстейн, 1965). Объем данного обзора не позволяет рассмотреть все эти приемники, и мы ограничимся только фотосопротивлениями из PbS.

Конструктивно фотосопротивления PbS, применяемые в астрономии, представляют собой светочувствительный

слой небольших размеров, нанесенный на подложку (обычно стекло) и имеющий выводы. Поскольку фотосопротивление приходится охлаждать, оно обычно бывает помещено в дьюар.

Фотоэффект в фотосопротивлении проявляется как изменение его проводимости. В неосвещенном фотосопротивлении постоянно имеется некоторое число носителей тока, и поэтому его проводимость не равна нулю. Инфракрасное из-

лучение, попадающее на фотосопротивление, вызывает прирост числа носителей, т. е. увеличивает его проводимость.

Схема включения показана на рис. 29. Последовательно с фотосопротивлением R_{ϕ} включается сопротивление нагрузки R_H и источник питания с напряжением $V_{\text{бат}}$.

По причинам, которые будут рассмотрены далее, световой поток, направляемый на фотосопротивление, модулируется с некоторой частотой f . Амплитуда возникающего при этом переменного напряжения на сопротивлении нагрузки может быть определена из следующего выражения:

$$V_{\text{сигн}} = \frac{V_{\text{бат}} R_{\phi} R_H \epsilon n \tau}{(R_{\phi} + R_H)^2 A d \langle \mathfrak{N}_0 \rangle [1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2}}, \quad (4.13)$$

где ϵ — квантовая эффективность фотосопротивления, τ — его постоянная времени, A — площадь светочувствительного слоя, d — его толщина, n — число квантов, попадающих на фотосопротивление в единицу времени, $\langle \mathfrak{N}_0 \rangle$ — средняя объемная концентрация носителей.

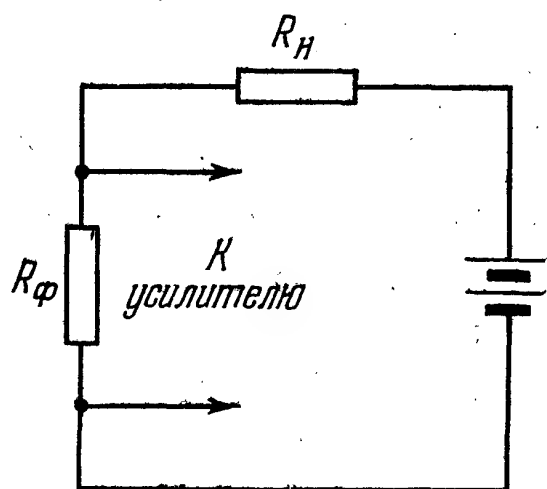


Рис. 29. Схема включения фотосопротивления.

С помощью (4.13) можно определить чувствительность фотосопротивления, выраженную в вольтах на ватт:

$$r = \frac{V_{\text{бат}} R_{\text{ф}} R_{\text{н}} \varepsilon \tau}{(R_{\text{ф}} + R_{\text{н}})^2 h \nu_{\text{ср}} A d \langle \mathcal{N}_0 \rangle [1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2}}, \quad (4.14)$$

где $h \nu_{\text{ср}}$ — средняя энергия квантов.

Шумы фотосопротивления PbS представляют собой флуктуации его рабочего (темнового) тока, накладывающиеся на измеряемый сигнал. Основными их составляющими являются: 1) генерационно-рекомбинационный шум 2) шум со спектром $1/f$; 3) джонсоновский шум.

Генерационно-рекомбинационный шум вызывается импульсами, возникающими при каждом акте генерации и рекомбинации носителей. Число носителей, порождаемых светом измеряемого источника, даже в случае очень яркой звезды, оказывается значительно меньшим, чем число носителей, возникающих за счет тепловых движений в фотосопротивлении и теплового излучения окружающей среды. Поэтому величина генерационно-рекомбинационного шума практически не зависит от светового потока.

Природа шума со спектром $1/f$ не вполне ясна. Считается, что его возникновение связано с недостатками технологии изготовления фотосопротивлений.

Джонсоновский шум возникает из-за пространственного перераспределения носителей внутри фотосопротивления, вызываемого их тепловыми движениями. Вследствие этого концентрация носителей в разных участках фотосопротивления изменяется, что эквивалентно возникновению разностей потенциала на его выводах.

Мы используем выражения для средних напряжений составляющих шума, полученные Петрицем (1956) и Хамфри (1965):

$$\begin{aligned} \langle V_{\text{шум, г-р}}^2 \rangle^{1/2} &= \frac{4 R_{\text{ф}} R_{\text{н}} V_{\text{бат}}}{(R_{\text{ф}} + R_{\text{н}})^2} \left(\frac{\Delta f}{A} \right)^{1/2} \left\{ \frac{\tau}{4 \langle \mathcal{N}_0 \rangle d [1 + (2\pi f \tau)^2]} \right\}^{1/2}, \\ \langle V_{\text{шум, } 1/f}^2 \rangle^{1/2} &= \frac{4 R_{\text{ф}} R_{\text{н}} V_{\text{бат}}}{(R_{\text{ф}} + R_{\text{н}})^2} \left(\frac{\Delta f}{A} \right)^{1/2} \left[\frac{C}{16 f d} \right]^{1/2}, \\ \langle V_{\text{шум, дж}}^2 \rangle^{1/2} &= (4 k T R_{\text{ф}} \Delta f)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Обозначения большинства входящих в эти выражения величин были даны выше, C — константа, определяемая

опытным путем, k — постоянная Больцмана и T — температура фотосопротивления.

Поскольку джонсоновский шум не зависит от напряжения источника питания, то соответствующим подбором последнего можно сделать так, чтобы относительный вклад джонсоновского шума был пренебрежимо мал по сравнению с генерационно-рекомбинационным и $1/f$ -шумом. В дальнейшем мы будем предполагать, что это условие выполнено.

С помощью выражений (4.13) и (4.15) можно определить отношение сигнал/шум для фотосопротивления

$$\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}} = \frac{\varepsilon n \tau}{4A^{1/2}d^{1/2} \langle \mathcal{N}_0 \rangle \langle \Delta f \rangle^{1/2} [1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2} \left\{ \frac{\tau}{4 \langle \mathcal{N}_0 \rangle [1 + (2\pi f \tau)^2]} + \frac{C}{16f} \right\}^{1/2}}. \quad (4.16)$$

Таким образом, имеются следующие возможности увеличения отношения сигнал/шум:

- 1) увеличение квантовой эффективности ε ;
- 2) увеличение постоянной времени τ ;
- 3) уменьшение площади светочувствительного слоя A ;
- 4) уменьшение концентрации носителей $\langle \mathcal{N}_0 \rangle$;
- 5) уменьшение полосы частот Δf .

Площадь фотосопротивления PbS может быть уменьшена до значений порядка $0,1 \times 0,1 \text{ мм}^2$, однако применять столь малые приемники в звездной фотометрии очень трудно. Обычно используются приемники с площадью не менее $0,25 \times 0,25 \text{ мм}^2$.

Применение охлаждения фотосопротивлений уменьшает концентрацию носителей и увеличивает постоянную времени. Выигрыш в отношении сигнал/шум при этом получается значительным. Следует также отметить, что при охлаждении фотосопротивлений длина волны границы их чувствительности увеличивается.

Частотная зависимость отношения сигнал/шум в общем виде показана на рис. 30. При отсутствии $1/f$ -шума ($C = 0$) отношение сигнал/шум не зависит от частоты, однако этот случай никогда не реализуется на практике. Во всех остальных случаях наибольшему отношению

сигнал/шум соответствует частота

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (4.17)$$

Это обстоятельство является решающим, почему все измерения с фотосопротивлением PbS делаются на переменном токе, причем рабочая частота выбирается согласно (4.17).

В настоящее время изготавливаются фотосопротивления из PbS, значительно различающиеся по таким характеристикам как площадь, толщина слоя, постоянная времени и другие. Одни из них рассчитаны на работу с охлаждением, другие нет. Для того, чтобы характеризовать различные виды фотосопротивлений PbS, удобно пользоваться величинами характерной чувствительности

$$r_s = r \cdot \frac{A(R_\phi + R_H)^2}{V_{\text{бат}} 4R_\phi R_H} \quad (4.18)$$

и характерного шума

$$V_s = [\langle V_{\text{шум}, \Gamma-P}^2 \rangle^{1/2} + \langle V_{\text{шум}, 1/f}^2 \rangle^{1/2}] \frac{(R_\phi + R_H)^2 A^{1/2}}{V_{\text{бат}} 4R_\phi R_H (\Delta f)^{1/2}}, \quad (4.19)$$

введенными Петрицем (1956) и Хамфри (1965). Значения этих величин для некоторых современных слоев даны Хамфри (1965).

В качестве примера проведем расчет предельной звездной величины K в системе Джонсона и Митчелла (1962). Будем считать, что наблюдения ведутся на телескопе диаметром 100 см, причем используется охлаждаемое сухим льдом фотосопротивление с площадью $A = 0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$.

Параметры фотосопротивления примем согласно Хамфри (1965) следующими: $\tau = 4 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, $R_\phi = R_H = 10^6 \text{ ом}$, $r_s = 10^3 \text{ в/вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{в}$, $V_s = 2 \cdot 10^{-8} \text{ в/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{в}$.

Используя (4.15) и (4.19), найдем, что джонсоновский шум будет пренебрежимо мал при напряжении $V_{\text{бат}} = 10 \text{ в}$. При этом, если усилитель имеет полосу $\Delta f = 1 \text{ гц}$, то среднее напряжение $\Gamma - P$ и $1/f$ шума составит $4 \cdot 10^{-7} \text{ в}$, а чувствительность согласно (4.14) и (4.18) $r = 4 \cdot 10^6 \text{ в/в}$. Рабочая частота согласно (4.17) должна быть равна $f_0 = 40 \text{ гц}$.

Таблица 14

Чувствительность фотометра
с фотосопротивлением PbS

<i>K</i>	<i>n</i>	<i>n</i> ℎν _{ср} , вт	<i>V</i> _{сигн} , в
5 ^т 0	2,0·10 ⁷	1,8·10 ⁻¹²	7,4·10 ⁻⁶
6 ^т 0	8,2·10 ⁶	7,4·10 ⁻¹³	3,0·10 ⁻⁶
7 ^т 0	3,3·10 ³	2,9·10 ⁻¹³	1,2·10 ⁻³
8 ^т 0	1,3·10 ⁶	1,2·10 ⁻¹³	4,7·10 ⁻⁷

В первых двух столбцах табл. 14 для разных величин *K* приведены числа квантов, собираемых телескопом в пределах полосы *K*. Эти числа получены с использо-

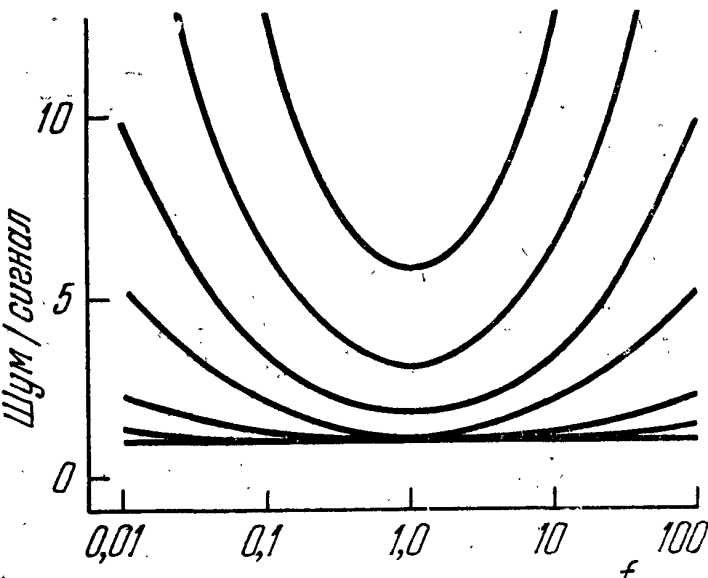


Рис. 30. Частотная зависимость отношения шум/сигнал для фотосопротивления. По оси абсцисс отложена частота, выраженная в единицах рабочей частоты $f_0 = \frac{1}{2\pi\tau}$. По оси ординат отложено отношение шум/сигнал. За единицу принято отношение, соответствующее отсутствию шума.

Нетрудно подсчитать, что если используется интегрирование с продолжительностью 1 мин, то порог соответствует величине $K \approx 10^{т}5$.

в пределах полосы *K*. Эти числа получены с использованием данных Джонсона и Митчелла (1962), а также Джонсона (1964), согласно которым звезда с $K = 0^{т}00$ дает в пределах полосы $K\ 2,6\cdot10^5$ квантов/см²сек. Чтобы определить соответствующую мощность, числа квантов были умножены на ℎν_{ср} (эффективная длина волны полосы *K* равна 2,2 мк); полученные значения даны в третьем столбце табл. 14. Наконец, в четвертом столбце таблицы даны соответствующие напряжения сигнала. Как видно из таблицы, порог чувствительности при ширине полосы 1 гц соответствует величине $K \approx 8^{т}$.

§ 4. Фотоэлектрический фотометр

Основными частями фотоэлектрического фотометра являются: приемник излучения, диафрагмы, окуляры, люминофор, фильтры, линза Фабри. Примерное их расположение для фотометра с фотоумножителем, размещенного в касегреновском фокусе отражательного телескопа, показано на рис. 31.

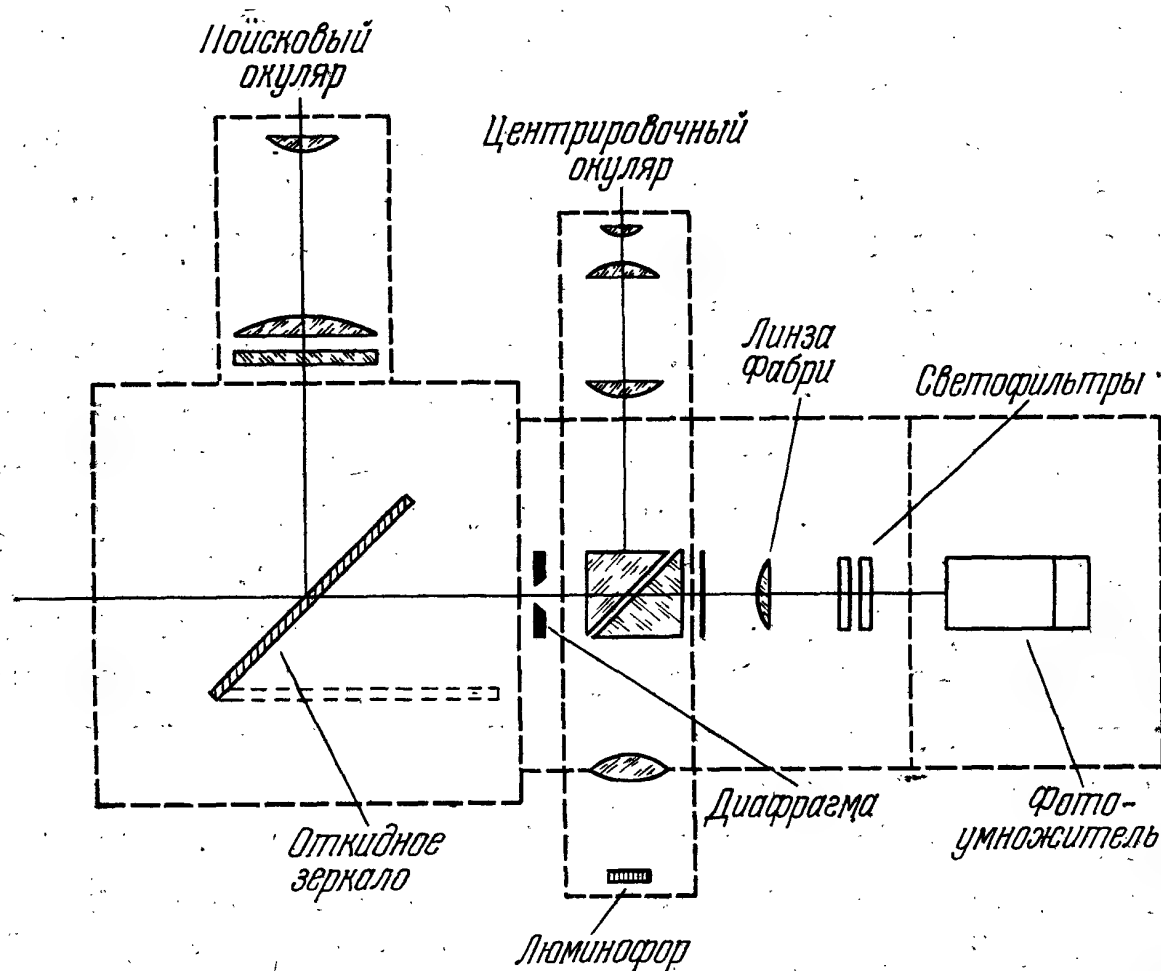


Рис. 31. Схема фотометра с фотоумножителем.

Изображение звезды, создаваемое телескопом, фокусируется в центре диафрагмы. Обычно имеется набор диафрагм с угловыми размерами от 5" до 1'—2'.

Окуляры служат для наведения звезды в диафрагму. Удобно, если в фотометре имеется два окуляра, из которых один с большим полем зрения служит для отождествления звезды, а другой, с меньшим полем, — для точной установки звезды в диафрагме.

В современных фотометрах предусматривается возможность использования окуляра с большим полем зрения не только для отождествления звезды, но и гидирования во время длительного наблюдения исследуемой звезды. Такой окуляр называют офсетным гидом. Он детально описан в статье Джонсона (1962).

Фильтры и диафрагмы располагаются во вращающихся дисках, которые могут быть установлены в нескольких фиксированных положениях.

Линза Фабри строит изображение главного зеркала (или линзового объектива) телескопа на светочувствительной поверхности приемника излучения. Это изображение остается неподвижным при смещениях изображения звезды в диафрагме, которые могут быть вызваны неточностями гидирования. Линза Фабри располагается либо перед приемником либо перед фильтрами.

Люминофор используется как стандартный источник света для калибровки чувствительности фотометра. Обычно он представляет собой небольшую пластинку с нанесенным на ее поверхность слоем люминесцирующего вещества. Когда люминофор введен, его изображение с помощью линзы и призмы перебрасывается на светочувствительную поверхность приемника. Необходимо, чтобы его изображение совпадало по размерам и положению с изображением главного зеркала, даваемого линзой Фабри. Это позволяет исключить эффекты, связанные с неравномерностью распределения чувствительности по поверхности приемника.

Рассмотрим подробнее особенности отдельных элементов фотометра.

Люминофор. Рядом авторов были исследованы люминофоры, в которых используется люминесцирующий фосфор, возбуждаемый радиоактивным агентом. Было найдено, что они нуждаются в защите от внешней засветки, и интенсивность их свечения довольно сильно зависит от температуры. Так, исследованный Харитоновым (1961) люминофор с β -возбуждением от ^{90}Sr изменял интенсивность на 0,6% при изменении температуры на 1 °C. Температурный коэффициент другого люминофора (с α -возбуждением) составлял согласно Харитонову 0,17% на 1 °C.

В последнее время разработан значительно более устойчивый люминофор, в котором используется люминесцирующая пластмасса (Фесей, 1966). Радиоактивным агентом является ^{14}C . Его интенсивность имеет очень малое вековое изменение, а температурный коэффициент — около 0,04% на 1 °C.

Большой интерес представляет люминофор, основанный на свечении Черенкова. В нем используется ^{90}Sr ,

растворенный в воде или в пластмассе. Согласно ван Албада и Боргману (1960) и Пейтерману (1964) температурный коэффициент этого люминофора — меньше 0,02% на 1 °С. Цвет его голубой.

Фильтры. В звездной фотометрии широко применяются стеклянные абсорбционные фильтры. Следует иметь в виду, что спектральные кривые их пропускания довольно сильно зависят от температуры. Например, Юнг (1967) нашел, что эффективная длина волны фильтра V системы Джонсона и Моргана смещается приблизительно на 1 Å при изменении температуры на 1° С. Для фильтров U и B по исследованию того же автора общее пропускание уменьшается с увеличением температуры.

Заслуживают упоминания жидкие (Ласкер, 1966) или твердые (Вамплер и Папиашвили, 1969) фильтры из CuSO_4 . Эти фильтры прозрачны в ультрафиолетовой и синей областях спектра и непрозрачны для излучения с длинами волн $\lambda \geq 5200$ Å. Их применяют в сочетании с ультрафиолетовыми и синими фильтрами (например, фильтрами U и B), когда используются фотоумножители с фотокатодом $S\ 20$. Таким образом, срезается пропускание этих фильтров в красных и инфракрасных лучах. (Для этой же цели некоторые авторы используют стеклянный отечественный фильтр СЗС-21, однако следует отметить, что пропускание фильтра СЗС-21 в ультрафиолете хуже, чем у фильтра из CuSO_4).

Широкое применение получают интерференционные фильтры. Наилучшими качествами обладают интерференционные фильтры с многослойными диэлектрическими покрытиями. Их полуширина может быть доведена до нескольких ангстрем, а пропускание в максимуме — до 70—80%. Особенно важно, что пропускание в крыльях этих фильтров очень мало; это позволяет четко выделить исследуемый участок спектра.

Многослойные диэлектрические покрытия используются также для создания так называемых *дихроических фильтров*. Эти фильтры характеризуются тем, что они имеют довольно резкую границу между двумя спектральными областями, в одной из которых излучение почти полностью отражается (коэффициент отражения около 98%), а в другой почти полностью пропускается. Дихроические фильтры все чаще применяются в звездной фотометрии.

Температурный эффект у фильтров с многослойными диэлектрическими покрытиями, по-видимому, значительно меньше, чем у стеклянных фильтров. Согласно Юнгу (1967) изменение длины волны максимального пропускания с температурой составляет $0,10\text{--}0,22 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$.

Для инфракрасной области разработаны специальные фильтры как абсорбционные, так и интерференционные. В качестве примера можно назвать фильтры из кремния и германия.

В заключение этого краткого обзора о фильтрах следует подчеркнуть, что температурная зависимость пропускания фильтров является фактором, ограничивающим точность фотоэлектрических наблюдений. Для ее устранения следует применять термостатирование той части фотометра, в которой находятся фильтры. Полезно поместить в термостатируемый объем и люминофор, так как его светимость в той или иной степени также зависит от температуры.

Фотоумножитель. Конструкция камеры, в которую помещен фотоумножитель, должна не допускать возникновения утечек, вызываемых влажностью воздуха. Это означает, что камера должна быть герметизирована, и в ней должны иметься приспособления для осушки воздуха. Поверхности, к которым прикасается фотоумножитель, должны обладать хорошими изолирующими свойствами.

Работа с фотоумножителем требует принятия ряда мер, обеспечивающих постоянство его спектральной и общей чувствительности.

Необходимо, чтобы изображение, даваемое линзой Фабри, всегда располагалось в одном и том же участке поверхности фотокатода, там, где его чувствительность наибольшая. Таким образом, положение фотоумножителя должно быть строго зафиксировано.

Как правило, чувствительность наибольшая вблизи центра фотокатода и падает к краям. Это было недавно подтверждено Терезом (1970) в ходе исследования ряда фотоумножителей, причем им было найдено, что распределение чувствительности по фотокатоду зависит от длины волны. Кривые распределения чувствительности для двух фотоумножителей разных типов приведены согласно Терезу на рис. 32. Как видно из этих кривых, для того, чтобы изо-

бражение, даваемое линзой Фабри, покрывало лишь участок максимальной чувствительности, его диаметр не должен превышать 3—5 мм.

Чувствительность фотоумножителей к длинноволновому излучению зависит от температуры. Это объясняется

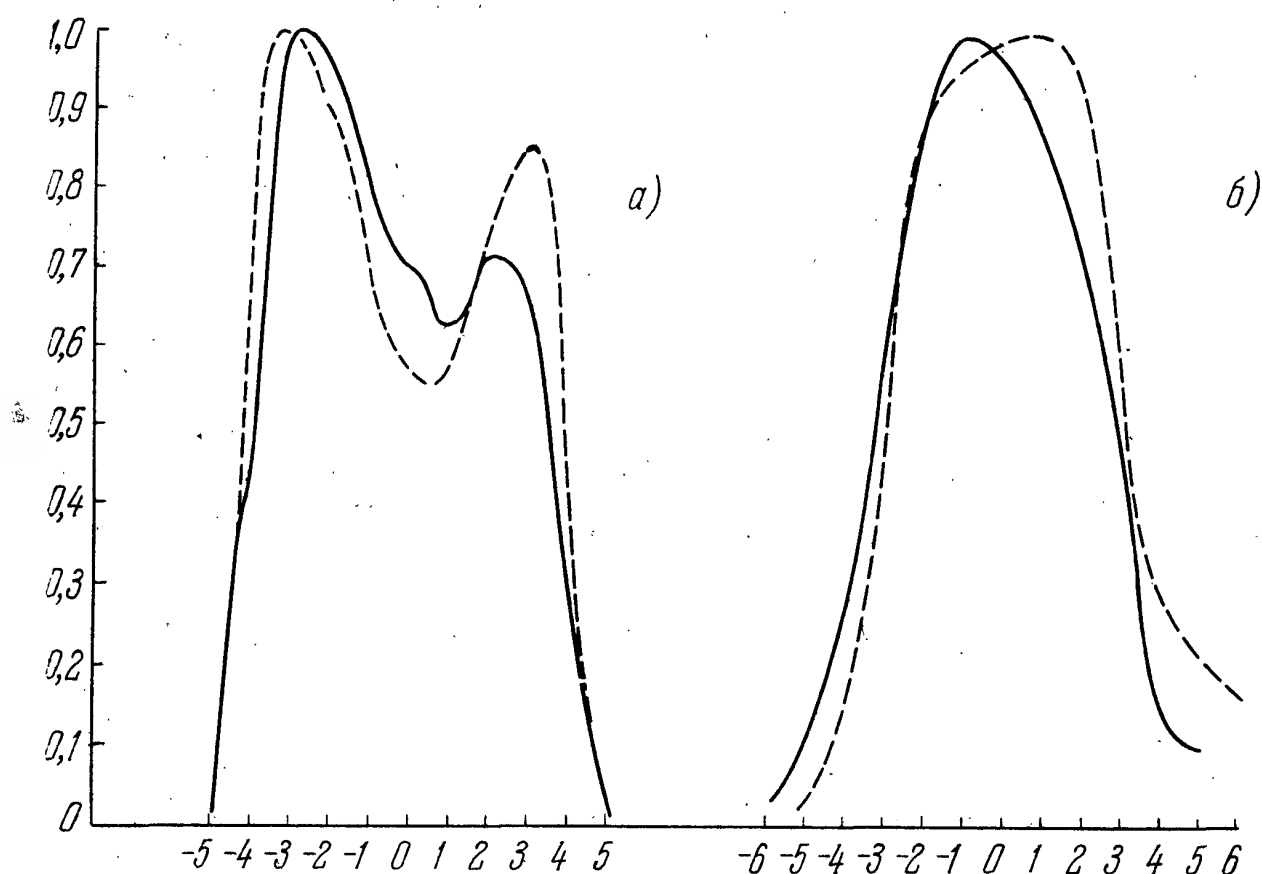


Рис. 32. Относительное распределение чувствительности по фотокатоду в двух длинах волн (согласно Терезу).

а) Фотоумножитель ЕМІ 9502 В. Сплошная кривая — $\lambda = 4200 \text{ Å}$, прерывистая — $\lambda = 5200 \text{ Å}$. б) Фотоумножитель ФЭУ-79. Сплошная кривая — $\lambda = 4200 \text{ Å}$, прерывистая — $\lambda = 6209 \text{ Å}$. По оси абсцисс отложено расстояние от центра фотокатода в мм.

тем, что с уменьшением температуры фотокатода увеличивается работа выхода, т. е. значение минимальной энергии, которую необходимо сообщить электрону для возникновения фотоэффекта.

Юнг (1963) обнаружил, что уменьшение чувствительности, вызываемое охлаждением, становится заметным, начиная с некоторой граничной длины волны, значение которой зависит от типа фотокатода. У фотокатодов S4 и S11 граница находится вблизи $\lambda = 5000 \text{ Å}$, а у фотокатодов S20 — около 6500 Å .

Температурные изменения спектральной чувствительности могут быть устранены, если камера фотоумножителя термостатирована. Поддерживаемая температура

выбирается отрицательной, чтобы уменьшить темновой ток. Наиболее перспективным является термостатирование, осуществляемое с помощью фреоновых охлаждающих систем закрытого цикла или термоэлектрических холодильников. Бродфут (1966) описана система охлаждения с помощью фреона, применяемая для фотоэлектрического фотометра. Температура может быть установлена в пределах от $+5^{\circ}$ до -55°C и поддерживается с точностью $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$. Вудом и Локвудом (1967) описан фотометр с термоэлектрическим холодильником, поддерживающим в камере фотоумножителя температуру -10°C с точностью $\pm 0,25^{\circ}\text{C}$.

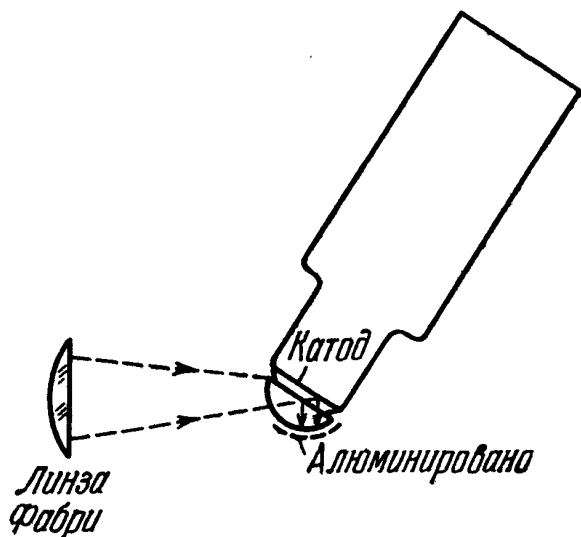


Рис. 33. Применение техники многократных отражений в слое фотокатода для повышения его квантовой эффективности (по Оку).

Некоторые авторы считают, что охлаждение фотоумножителей сухим льдом позволяет избавиться от изменений спектральной чувствительности фотоумножителя, вызываемых колебаниями температуры внешней среды. Опыт других, однако, показывает, что температура фотокатода, охлаждаемого сухим льдом, даже при хорошей

термоизоляции непостоянна. Она зависит от времени, прошедшего с момента загрузки сухого льда, и от начального количества сухого льда. По-видимому, эти колебания температуры слишком велики, чтобы можно было считать, что спектральная чувствительность остается постоянной (Гутиеррез-Морено и др., 1966; Вуд, 1969).

Обнаружено, что спектральная чувствительность фотоумножителя зависит от поданного на него напряжения. В исследованном Руфенером (1962) фотоумножителе относительное изменение спектральной чувствительности составило 8% в длине волны $6000 \text{ \AA}$ по сравнению с длиной волны $3500 \text{ \AA}$ при изменении напряжения от 650 до 1400 в.

Чувствительность фотоумножителей некоторых типов зависит от напряженности и направления внешнего магнитного поля. Этот эффект может вызывать систематические ошибки измерений, зависящие от часового угла и склонения (влияние магнитного поля Земли). Для его устра-

нения применяется магнитная экранировка камеры фотомножителя. Поскольку принятые меры могут оказаться все же недостаточными для полного устранения этого эффекта, следует сопровождать каждое измерение звезды измерением люминофора.

В последнее время для повышения квантовой эффективности фотоумножителей с полупрозрачным фотокатодом

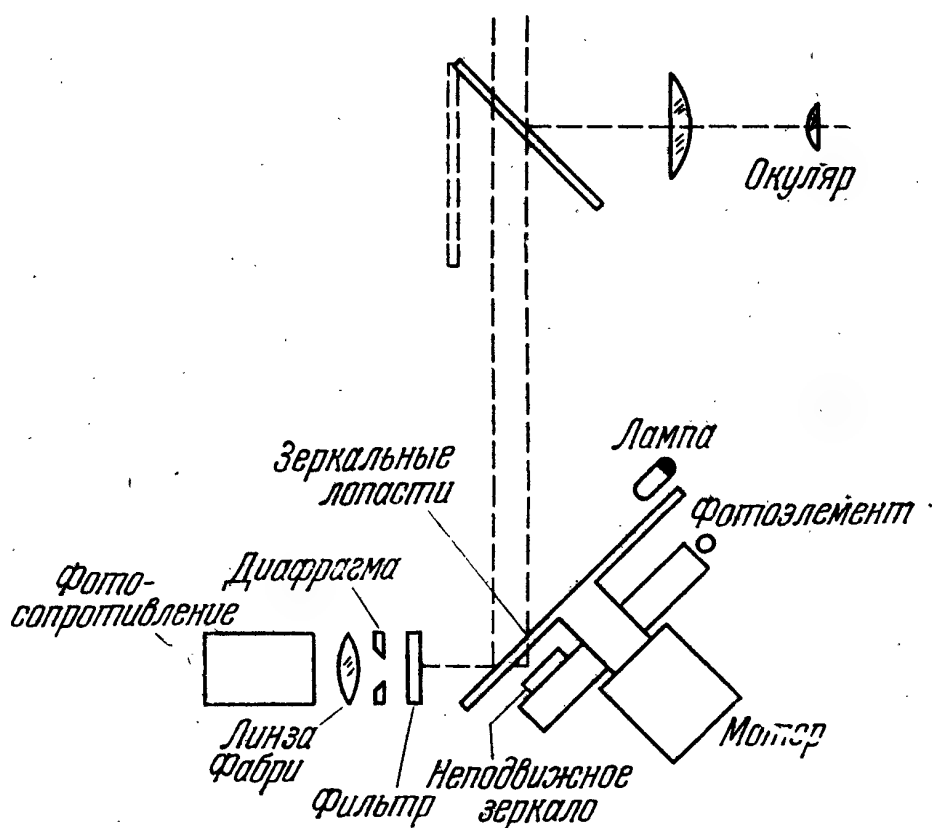


Рис. 34. Схема фотометра с фотосопротивлением.

стали применять технику многократных отражений в светочувствительном слое. В применении к астрономическим фотометрам это было сделано Оком и Шилдом (1968). Для этого ими была использована полусферическая линза, которая наклеивалась на фотокатод на специальной смазке. Большая часть полусферической поверхности линзы, за исключением небольшой полоски, в которую проходил свет, была алюминирована. Взаимное расположение фотомножителя, этой специальной линзы и линзы Фабри показано на рис. 33, взятом из статьи Ока (1969). Увеличение средней квантовой эффективности составляло 1,8—3,8 раза, причем оно было особенно большим (до пяти раз) в длинноволновой области.

Особенности фотометра с фотосопротивлением. Примерное расположение элементов фотометра с фотосопротивлением показано на рис. 34.

Модуляция светового потока осуществляется с помощью вращающегося диска с несколькими лопастями. Использование непрозрачных лопастей, поочередно перекрывающих свет звезды, оказывается невыгодным, так как тепловое излучение лопастей создает довольно сильный модулированный сигнал. Поэтому в последнее время применяют модулятор, в котором происходит очередное отражение от зеркальных лопастей и расположенного за ними неподвижного зеркала. Плоскости лопастей и зеркала наклонены под углом 45° к оптической оси. В диафрагму попадает то звезда, то близлежащий участок неба (фон неба, таким образом, исключается). Тепловое излучение, попадающее в приемник, в этом случае почти не модулируется.

Малые размеры светочувствительного слоя фотосопротивления заставляют применять очень короткофокусную линзу Фабри. (Например, если размеры фотосопротивления составляют $0,5 \times 0,5$ мм, то фокусное расстояние линзы Фабри при светосиле телескопа $1/15$ должно быть не более 7,5 мм.) Из-за этого диафрагму приходится помещать вблизи от линзы Фабри, а до нее (по пути луча) размещаются фильтры и окуляр.

§ 5. Источники питания, усилители и интеграторы

В качестве источников питания фотоумножителей и фотосопротивлений используются электронные стабилизированные выпрямители.

Усилитель постоянного тока, применяемый в сочетании с фотоумножителем, должен быть электрометрическим, поскольку измеряемый ток очень мал. Первый каскад усиления, содержащий электрометрическую лампу, и входное сопротивление (предусилитель) располагаются вблизи от фотоумножителя.

Схема малогабаритного электрометрического усилителя, разработанная А. П. Кульчицким на основе схемы Слуцкого (1965) в применении к звездным фотометрам, показана на рис. 35. Как видно из этой схемы, усилитель охвачен 100-процентной отрицательной обратной связью. Такие схемы обладают высокой стабильностью нуля и хорошей линейностью.

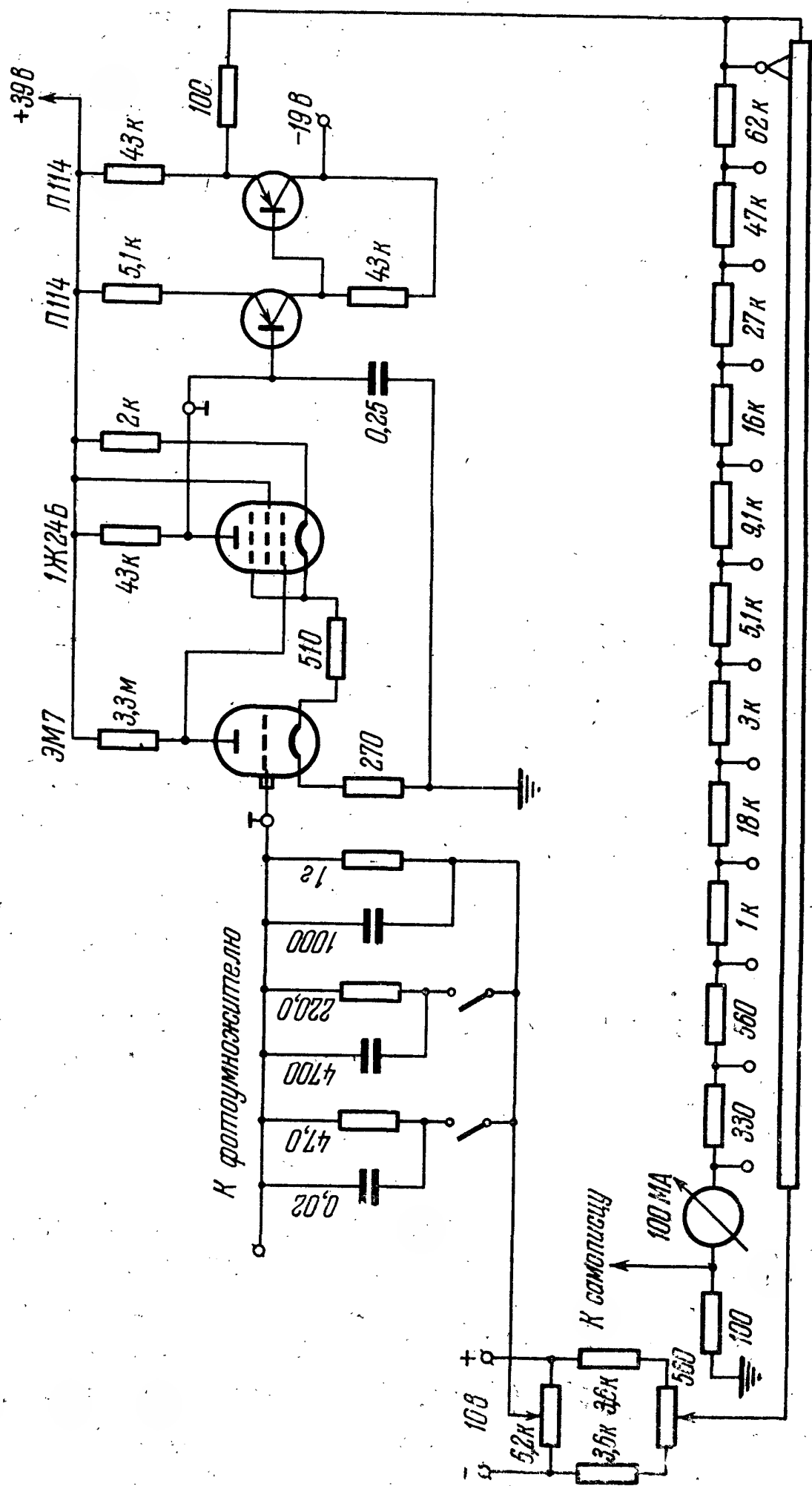


Рис. 35. Схема электрометрического усилителя.

Пределы изменения чувствительности усилителя должны быть достаточно большими для того, чтобы обеспечить возможность наблюдения как слабых, так и ярких звезд. Желательно предусмотреть также возможность калибровки ступеней усиления.

Выход усилителя может быть подключен к самописцу. Применение самописца в качестве регистрирующего устройства имеет то преимущество, что наблюдатель может

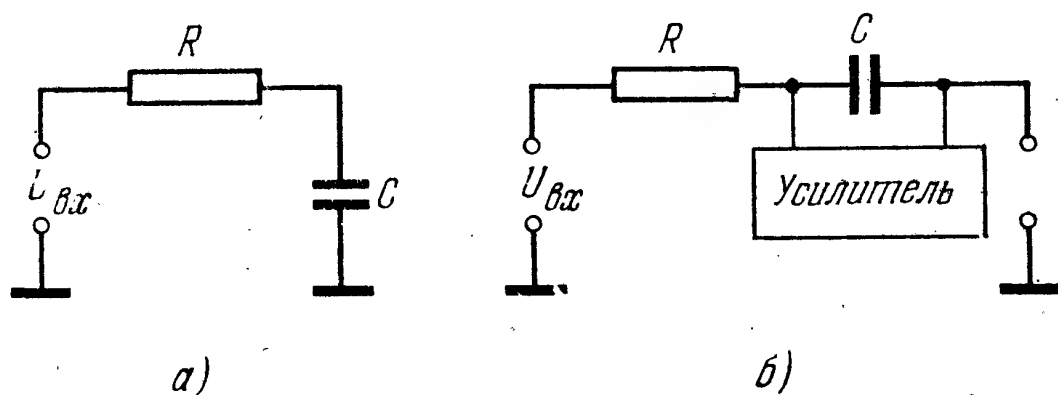


Рис. 36. а) RC -цепочка, б) операционный усилитель.

визуально контролировать качество наблюдений. Кроме того, при наблюдениях переменных звезд с быстрыми колебаниями блеска бывает трудно заранее подобрать подходящее время интегрирования, и поэтому применение самописца в этих случаях помогает оперативно следить за поведением звезды.

Применение интегратора позволяет более точно осреднять флуктуации фототока, чем это делается по записи, полученной на самописце. В этом случае оказывается возможным наблюдать более слабые звезды.

Простейшим интегратором является RC -цепочка (рис. 36). Если RC -цепочка подключена к источнику напряжения $V_{вх}$, то, как известно, напряжение на емкости C в начальные промежутки времени после включения, удовлетворяющие условию $\Delta t \ll RC$, изменяется пропорционально интегралу $\int V_{вх}(t) dt$. С увеличением продолжительности интегрирования RC -цепочка перестает быть идеальным интегратором. Можно показать, что продолжительность интегрирования должна быть ограничена временем

$$\Delta t \leq \frac{RC}{50} \delta, \quad (4.20)$$

где δ — допустимая погрешность интегрирования (ее не следует путать с ошибкой измерения σ), выраженная в процентах. Оказывается, что для практического использования RC -цепочки в качестве интегратора значения R и C должны быть очень большими.

Эти соображения привели к созданию интегратора, в котором RC -цепочка включена между входом и выходом усилителя постоянного тока (см. рис. 36). Его называют операционным усилителем. Максимальная продолжительность интегрирования для операционного усилителя определяется из условия

$$\Delta t \leq \frac{ARC}{50} \delta, \quad (4.21)$$

где A — коэффициент усиления по напряжению.

Впервые операционный усилитель был использован в астрономической электрофотометрии Гардинером и Джонсоном (1955). Разработанная ими схема содержит электрометрический усилитель и операционный усилитель-интегратор. Сигнал с выхода электрометрического усилителя мог подаваться либо на самописец, либо на интегратор. Позднее Вайтбрехтом (1957) был разработан электрометрический усилитель-интегратор.

В последнее время разработан ряд других схем, рассчитанных на применение интегрирования. В некоторых из них в качестве интегратора используется преобразователь напряжение — частота. Для регистрации применяются цифровые вольтметры, цифропечатающие машины и аналогоцифровые преобразователи результата интегрирования в код для ЭВМ.

Усилительная аппаратура, используемая при работе с фотосопротивлением, состоит из следующих элементов: предусилителя и усилителя переменного тока, настроенных на частоту модуляции светового потока, генератора опорного напряжения и синхронного фазового детектора (рис. 37). Схема усилителя описана Морозом (1963). Регистрация осуществляется с помощью самописца или интегратора, в качестве которого может служить операционный усилитель.

Генератор опорного напряжения состоит обычно из лампочки и фотоэлемента. Как видно из рис. 34, лампочка

освещает фотоэлемент через лопасти модулятора, поочередно закрывающие ее.

Блок-схема аппаратуры, используемой для счета импульсов, состоит из катодного повторителя, широкополосного усилителя, амплитудного дискриминатора и пересчетного устройства (рис. 38). Катодный повторитель помещается вблизи от фотоумножителя. Широкополосный

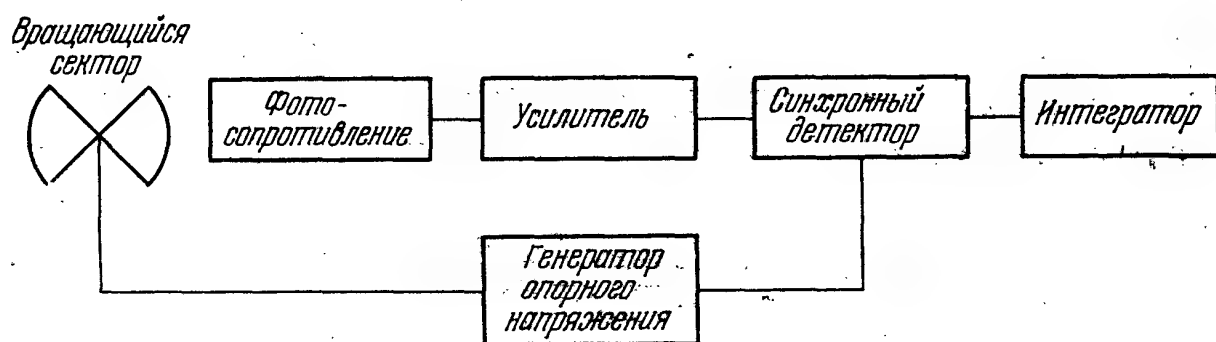


Рис. 37. Блок-схема усилительной аппаратуры, используемой при работе с фотосопротивлением.

усилитель усиливает импульсы до такого уровня, при котором они могут быть зарегистрированы пересчетным устройством. Амплитудный дискриминатор не пропускает импульсы, амплитуда которых меньше определенного значения.



Рис. 38. Блок-схема счета импульсов.

Пересчетное устройство должно обладать высоким разрешением импульсов по времени. При большой частоте следования импульсов часть из них сливается друг с другом, так как они приходят в пределах разрешаемого времени. Поэтому величина разрешаемого времени пересчетного устройства (и ширина полосы усилителя) определяет пределы линейной зависимости между световым потоком и числом регистрируемых импульсов. У обычных пересчетных схем разрешаемое время составляет около 10^{-6} сек, но в специальных схемах это время может быть уменьшено до значений порядка 10^{-7} сек.

Необходимо иметь в виду, что импульсная аппаратура довольно чувствительна к внешним электрическим

помехам, которые во многих астрономических башнях бывают высокими. Это требует специального выбора режима работы, позволяющего уменьшить влияние помех.

§ 6. Тенденции развития современных фотоэлектрических фотометров

Как мы уже отмечали, точность фотоэлектрических наблюдений связана с затрачиваемым на них временем. Желание наблюдать все более слабые объекты и получать о них данные, охватывающие все большие интервалы длин волн, привело в последнее время к созданию различных вариантов многоканальных фотометров, которые в дальнейшем, по-видимому, почти полностью заменят существующие одноканальные. Действительно, если наблюдения ведутся одновременно с помощью нескольких приемников, то скорость получения информации увеличивается, и это решает основную проблему, которая неизбежно встает перед наблюдателем.

Перечислим наиболее интересные типы существующих многоканальных фотометров, не рассматривая, однако, их конструкции, так как они подробно описаны в литературе. Двухканальный фотометр для одновременных наблюдений переменной звезды и звезды сравнения в одном спектральном участке описан Блицстейном (1958). Сходный с ним по конструкции фотометр Джонсона (1958) предназначен для одновременного фотометрирования звезды и фона неба с последующим вычитанием фона неба из наблюдений звезды. Хилтнером (см. Джонсон, 1962) создан шестиканальный фотометр, измеряющий звезду и фон неба одновременно в трех фильтрах, близких к *UBV*. Большие возможности в отношении выбора спектральных участков, наблюдаемых одновременно, дают многоканальные фотометры, в которых используется диспергирующая система. Наиболее совершенный фотометр такого типа создан Оком (1969). Этот фотометр одновременно измеряет излучение звезды в 33 спектральных участках. Трехканальный спектроколориметр, в котором использована диспергирующая система, создан Димовым (1966). Большой интерес представляет фотометр Джонсона и Митчелла (1962); с помощью этого фотометра блеск звезд измеряется в восьми участках спектра в интервале от 0,35 до 3,6 μ к.

Эффективность работы фотометра повышается также за счет использования средств автоматизации. В этом отношении представляет интерес рассмотреть основные принципы, по которым был создан фотометр Европейской южной обсерватории, описанный де Врисом (1966). Особенностью этого прибора является то, что регистрация обстоятельств и результатов наблюдений в нем производится автоматически и в конечном счете предназначена для

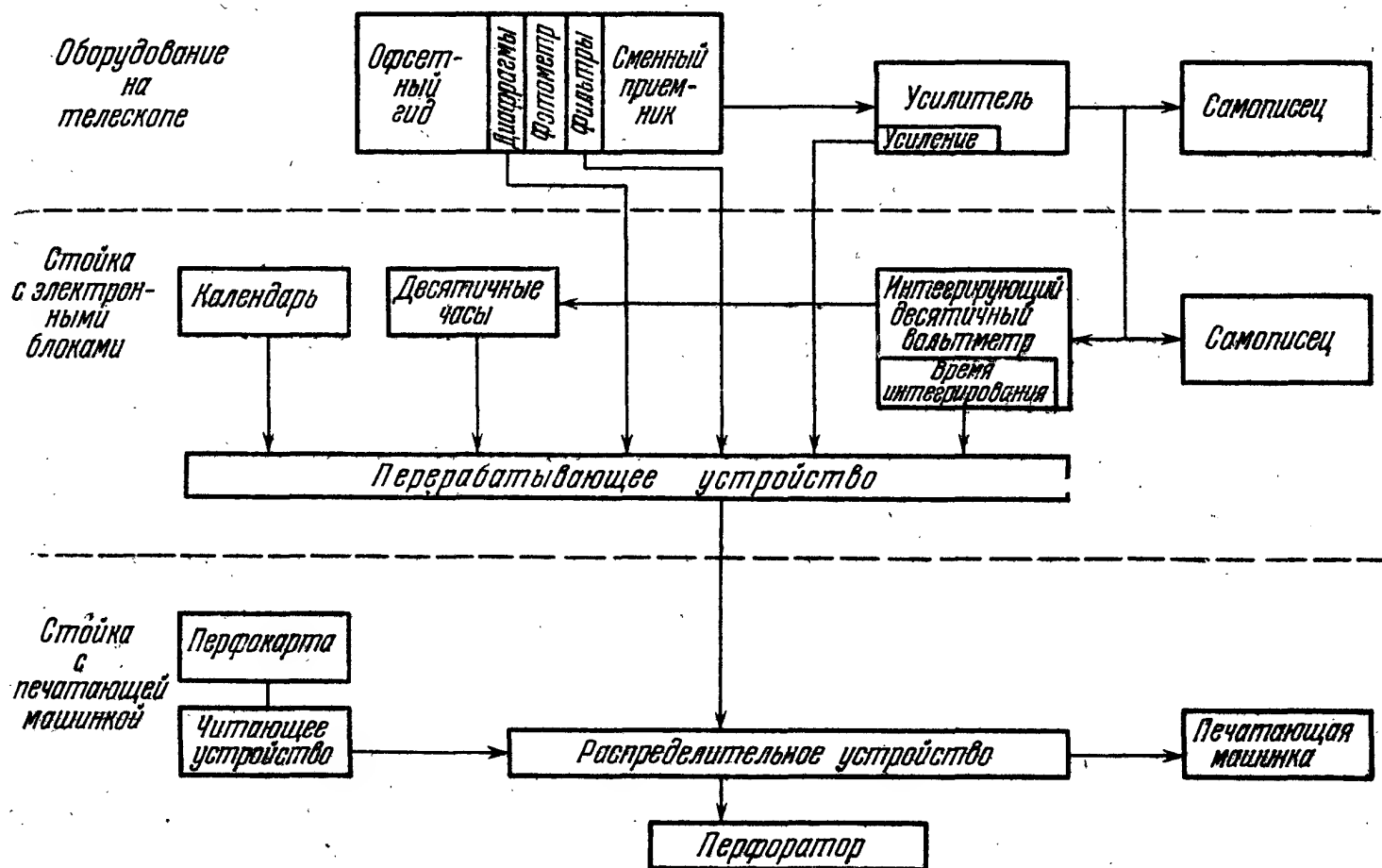


Рис. 39. Блок-схема фотометра Европейской южной обсерватории (по де Врису).

обработки на ЭВМ. Это освобождает наблюдателя от необходимости делать соответствующие записи в процессе наблюдений и дает большую экономию как наблюдательного времени, так и времени, затрачиваемого на обработку.

Фотометр установлен в кассегреневском фокусе 1-м телескопа. Расположение и взаимосвязь элементов фотометра и воспринимающей системы показаны на рис. 39.

Наблюдатель большую часть рабочего времени находится вблизи фотометра. Отождествление звезды и наведение ее в диафрагму он производит визуально с помощью офсетного гида. Установка рабочей диафрагмы, фильтров и люминофора делается вручную. Чувствительность уси-

лителя и время интегрирования устанавливается с пульта, находящегося вблизи от фотометра.

Когда наблюдатель подготовил фотометр и воспринимающую систему к наблюдению звезды (или фона неба), он нажимает на кнопку, находящуюся на пульте, и начинается интегрирование. Во время интегрирования ведется также запись на миниатюрном самописце-мониторе, смонтированном на телескопе вблизи от наблюдателя. После окончания интегрирования наблюдатель принимает решение о пригодности (или непригодности) наблюдения и нажатием кнопки включает считывание (или сброс) результата. Затем устанавливается следующий фильтр, и начинается вновь интегрирование.

Усилитель входит в оборудование, расположенное на телескопе. Остальные элементы воспринимающей системы размещены на отдельной стойке, расположенной в подкупольном пространстве. Интегрирование осуществляется с помощью преобразователя напряжение — частота и счетчика, снабженного временным устройством. Считывающее устройство считывает и распределяет в определенном порядке данные о моменте наблюдения, использованной диафрагме, фильтре, чувствительности и времени интегрирования. Эти данные, как видно из рис. 39, поступают на него соответственно с десятичных часов и календаря, от датчиков, связанных с переключателями диафрагм, фильтров, чувствительности и продолжительности интегрирования и со счетчика. Затем эти данные, а также некоторые другие, необходимые для обработки наблюдений, кодируются для ЭВМ и печатаются на пишущей машинке для визуального просмотра.

Подобные системы автоматизации используются также на некоторых других обсерваториях. В СССР автоматический фотометр разработан Вейсманном (1968) на Тартуской обсерватории.

§ 7. Атмосферная экстинкция

Свет небесных объектов, проходя через земную атмосферу, испытывает ослабление, вызываемое процессами поглощения и рассеивания. Обычно это ослабление называют *атмосферной экстинкцией*. Величина атмосферной экстинкции зависит от длины волны, зенитного расстояния

объекта, состояния атмосферы и высоты обсерватории над уровнем моря. Для того чтобы результаты фотоэлектрических наблюдений носили объективный характер, они должны быть освобождены от влияния экстинкции. В звездной фотометрии это означает получение *внеатмосферных* звездных величин и показателей цвета. Мы дадим сначала общие уравнения, связывающие данные наблюдений с искомыми величинами, а затем рассмотрим их практическое применение.

Фотоэлектрические наблюдения звезды дают ряд отсчетов, полученных с несколькими светофильтрами. Общее выражение для отсчета D_i с фильтром i имеет вид

$$D_i(z) = \int_0^{\infty} E_0(\lambda) \eta(\lambda, z) r_i(\lambda) d\lambda, \quad (4.22)$$

где $E_0(\lambda) d\lambda$ — количество энергии в интервале длин волн $\lambda, \lambda + d\lambda$, приходящей в единицу времени от звезды на 1 см^2 верхней границы земной атмосферы; $\eta(\lambda, z)$ — прозрачность атмосферы в длине волны λ и на зенитном расстоянии z ; $r_i(\lambda)$ — абсолютная спектральная чувствительность фотометра с учетом диаметра телескопа и потерь света в оптике телескопа и в фильтре.

Как известно, зависимость прозрачности атмосферы от зенитного расстояния может быть представлена выражением

$$\eta(\lambda, z) = [p(\lambda)]^{M(z)}, \quad (4.23)$$

где $p(\lambda)$ — коэффициент прозрачности атмосферы в зените и $M(z)$ — величина, называемая воздушной массой. Для не очень больших значений z ($z \leq 60^\circ$) можно считать, что

$$M(z) = \sec z. \quad (4.24)$$

Более точные значения $M(z)$ могут быть вычислены с помощью следующего выражения, приведенного в статье Харди (1962):

$$M(z) = \sec z - 0,0018167 (\sec z - 1) - 0,002875 (\sec z - 1)^2 - 0,0008083 (\sec z - 1)^3. \quad (4.25)$$

Условимся называть *инструментальной* звездной величиной и показателем цвета следующие величины:

$$\left. \begin{aligned} m_i(z) &= -2,5 \lg D_i(z), \\ c_{ij}(z) &= -2,5 \lg \frac{D_i(z)}{D_j(z)} = m_i(z) - m_j(z). \end{aligned} \right\} \quad (4.26)$$

С помощью (4.22), (4.23) и (4.26) получим следующее выражение для инструментальной звездной величины:

$$m(z) = -2,5 \lg \int_0^{\infty} E_0(\lambda) [p(\lambda)]^{M(z)} r(\lambda) d\lambda. \quad (4.27)$$

Входящая в это выражение величина $r(\lambda)$, вообще говоря, может быть подвержена изменениям. Причинами ее изменений могут быть отмечавшаяся зависимость чувствительности фотоумножителя от температуры и ориентации в пространстве, а также изменения чувствительности воспринимающей аппаратуры. Изменения $r(\lambda)$ могут быть в значительной степени исключены путем наблюдений люминофора. Следует также отметить, что коэффициент прозрачности атмосферы $p(\lambda)$ может также изменяться со временем.

Учет экстинкции состоит в определении разности между инструментальной и внеатмосферной величиной. Общее выражение для этой разности, очевидно, будет следующим:

$$m(z) - m_0 = -2,5 \lg \frac{\int_0^{\infty} E_0(\lambda) [p(\lambda)]^{M(z)} r(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_0(\lambda) r(\lambda) d\lambda}. \quad (4.28)$$

Выражения для показателей цвета имеют аналогичный вид.

Большинство применяемых на практике способов учета экстинкции основано на уравнении Бугера

$$m(z) = m_0 + \alpha M(z), \quad (4.29)$$

где α — коэффициент экстинкции. Нетрудно убедиться, что это уравнение может быть получено из (4.28), считая, что $p(\lambda)$ не зависит от λ . Практически это означает, что с

требуемой точностью $p(\lambda)$ должно быть постоянно в интервале длин волн, в котором $E_0(\lambda) r(\lambda)$ отлично от нуля. Очевидно, что этому требованию удовлетворяют все квази-монохроматические (узкополосные) системы, т. е. системы, у которых кривая спектральной чувствительности охватывает лишь небольшой интервал длин волн.

В случае широкополосной системы экстинкция для величин и цветов зависит не только от воздушной массы, но и от распределения энергии в спектре звезды, что видно из уравнения (4.28). Используемые до последнего времени уравнения для учета экстинкции для широкополосной системы являются полуэмпирическими и имеют вид

$$\left. \begin{aligned} m(z) &= m_0 + (a_m + b_m c_0) M(z), \\ c(z) &= c_0 + (a_c + b_c c_0) M(z), \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

или

$$\left. \begin{aligned} m(z) &= m_0 + [a_m + b_m c(z)] M(z), \\ c(z) &= c_0 + [a_c + b_c c(z)] M(z). \end{aligned} \right\} \quad (4.31)$$

Таким образом, предполагается, что коэффициент экстинкции линейно зависит от цвета звезды.

Справедливость применения уравнений (4.30) или (4.31) для конкретных фотометрических систем может быть проверена путем численного интегрирования уравнения (4.28). Такие расчеты проводились рядом авторов. Бланко (1957) провел расчет для системы U, B, V . Им было показано, что систематические ошибки, вносимые в величины V и показатели цвета ($B - V$), не велики, но они вполне ощутимы (несколько сотых звездной величины) для показателей цвета ($U - B$).

Более точное уравнение для цветовой экстинкции получено Стоком (1968). При его выводе предполагается, что экстинкция, вносимая элементарным слоем атмосферы, является линейной функцией цвета, т. е.

$$\frac{dc(z)}{dM(z)} = a_c + b_c c(z). \quad (4.32)$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$c_0 = \frac{[a_c + b_c c(z)] e^{-b_c M(z)} - a_c}{b_c}. \quad (4.33)$$

Поскольку можно считать, что $b_c M(z) \ll 1$, приближенное выражение

$$c_0 = c(z) - [a_c + b_c c(z)] \left[M(z) - \frac{b_c}{2} M^2(z) \right] \quad (4.34)$$

является достаточно точным для практического применения. Это уравнение использовалось Стоком и др. (Гутиеррез-Морено и другие, 1966) для редукции наблюдений цвета ($B - V$).

В случае наблюдений показателя цвета ($U - B$) Сток нашел, что градиент экстинкции не может быть представлен как функция только одного показателя цвета. Им было предложено определять его как

$$\frac{d(u - b)}{dM(z)} = a_{(U-B)} + b_{(U-B)} (u - b) + \psi, \quad (4.35)$$

где $(u - b)$ — инструментальный показатель цвета и ψ — поправка, зависящая от комбинации внеатмосферных цветов ($U - B$) и ($B - V$). Это выражение, однако, неприменимо для покрасневших звезд.

Для величин V Сток рекомендует использовать выражение

$$\frac{dv}{dM(z)} = a_V + b_V (B - V). \quad (4.36)$$

В заключение этого параграфа остановимся на вопросе о точности определения экстинкции. Обычно экстинкцию определяют по наблюдениям ярких звезд, для которых основной вклад во флуктуации фототока вносят мерцания. Амплитуда мерцаний увеличивается с увеличением зенитного расстояния звезды. Сток (1968) нашел, что ошибки наблюдений, обусловленные мерцаниями, увеличиваются пропорционально квадрату воздушной массы. Поэтому следует определить оптимальный интервал воздушных масс, в котором должны проводиться наблюдения, предназначенные для определения экстинкции. По оценке Стока этот интервал соответствует воздушным массам от 1,0 до 2,1.

§ 8. Методы определения и учета экстинкции

Метод Никонова. Метод Никонова (1944; 1953) был разработан при построении фундаментального каталога внеатмосферных показателей цвета. Этот метод может быть также применен для определения внеатмосферных величин.

Метод Никонова предусматривает контроль изменений экстинкции в течение ночи. Экстинкция определяется по наблюдениям стандартной звезды, которые производятся через каждые 1—1,5 часа. В остальное время наблюдаются программные звезды.

Предположим, что нам известен внеатмосферный показатель цвета стандартной звезды c_{0s} и в некоторый момент t_s мы определяем ее инструментальный показатель цвета $c_s(z_s)$. Тогда коэффициент экстинкции, соответствующий цвету стандартной звезды и времени ее наблюдения, можно определить из уравнения

$$\alpha_s(t_s) = \frac{c_s(z_s) - c_{0s}}{M(z_s)}. \quad (4.37)$$

Коэффициент экстинкции для программной звезды, наблюдавшейся в момент t_* , определяется путем интерполирования значений α_s на этот момент и добавления той разницы, которая возникает из-за различия цветов стандартной и программной звезд. Таким образом, получим

$$\alpha_*(t_*) = \alpha_s(t_*) + b_c(c_{0*} - c_{0s}). \quad (4.38)$$

В методе Никонова предусматриваются два этапа определения и учета экстинкции. На первом этапе используется некоторое предварительное значение внеатмосферного показателя цвета стандартной звезды (например, полученное путем экстраполяции нескольких ее наблюдений за атмосферу), которое мы будем обозначать как c'_{0s} . С этим значением вычисляется коэффициент экстинкции и определяются предварительные значения внеатмосферных показателей цвета программных звезд. Второй этап состоит в нахождении поправки к c'_{0s} и в уточнении тех определений экстинкции, которые были сделаны на первом этапе. Никоновым было показано, что поправка к принятому значению внеатмосферного цвета стандартной звезды может

быть определена из соответствующим образом спланированных наблюдений программных звезд.

Обозначим разность между истинным значением внеатмосферного показателя цвета стандартной звезды и его предварительным значением через

$$\delta c_{0s} = c_{0s} - c'_{0s}. \quad (4.39)$$

Получаемые на первом этапе коэффициенты экстинкции, соответствующие цвету стандартной и программной звезды, обозначим соответственно через $\alpha'_s(t_s)$ и $\alpha'_*(t_*)$. Значения $\alpha'_s(t_s)$ определяются из (4.37), подставлением в него наблюдаемых значений $c_s(z_s)$ и значений c'_{0s} . Аналогично, $\alpha'_*(t_*)$ определяется из (4.38). Нетрудно найти, какие ошибки вносятся в коэффициенты экстинкции за счет отличия принятого значения внеатмосферного показателя цвета стандартной звезды от его истинного значения. Разности между $\alpha'_s(t_s)$ и $\alpha'_*(t_*)$ и истинными значениями этих коэффициентов будут равны соответственно

$$\alpha'_s(t_s) - \alpha_s(t_s) = \frac{\delta c_{0s}}{M(z_s)}, \quad (4.40)$$

и

$$\alpha'_*(t_*) - \alpha_*(t_*) = \frac{\delta c_{0s}}{M(z_{s*})}, \quad (4.41)$$

где $M(z_{s*})$ — воздушная масса стандартной звезды в момент наблюдения программной звезды.

Предварительное значение внеатмосферного цвета программной звезды определяется как

$$c'_{0*} = c_*(z_*) - \alpha'_*(t_*) M(z_*). \quad (4.42)$$

Используя выражение (4.41), можно найти, какую ошибку вносит в него ошибка в предварительном значении внеатмосферного цвета стандарта. Действительно,

$$\begin{aligned} c'_{0*} - c_{0*} &= c_*(z_*) - \alpha'_*(t_*) M(z_*) - \\ &- [c_*(z_*) - \alpha_*(t_*) M(z_*)] = -\delta c_{0s} \frac{M(z_*)}{M(z_{s*})}. \end{aligned} \quad (4.43)$$

Если имеется еще одно наблюдение той же программной звезды, полученное при существенно другом значении отношения

$$\zeta = \frac{M(z_*)}{M(z_{s*})}, \quad (4.44)$$

то по разности двух предварительных значений внеатмосферного показателя цвета, которая будет равна

$$\Delta c'_{0*} = -\delta c_{0s} \Delta \zeta, \quad (4.45)$$

можно найти поправку к принятому значению показателя цвета стандартной звезды δc_{0s} .

Таким образом, второй этап определения и учета экстинкции по методу Никонова состоит в следующем:

1) По всем повторным наблюдениям программных звезд определяют разности $\Delta c'_{0*}$. Решая уравнения (4.45) способом наименьших квадратов, определяется поправка δc_{0s} .

2) Используя это значение δc_{0s} и уравнение (4.43), которое можно переписать в виде

$$c_{0*} = c'_{0*} + \delta c_{0s} \cdot \zeta,$$

для всех программных звезд вычисляют их исправленные внеатмосферные показатели цвета c_{0*} .

Метод Стока. В методе Стока (Гутиеррез-Морено и другие, 1966; Сток, 1968) экстинкция также определяется по наблюдениям стандартных звезд.

Программа наблюдений, проводившихся Стоком для построения фундаментального каталога величин и показателей звезд в системе U, B, V , включала 18 стандартных звезд. Эти звезды были разделены на шесть групп, различающихся друг от друга приблизительно на четыре часа по прямому восхождению. Каждая группа содержала одну голубую звезду, одну красную и одну промежуточного цвета. Все стандартные звезды имели склонения, соответствующие прохождению через зенит в пункте, где велись наблюдения (Серро Тололо). Через каждые четыре часа наблюдались три группы стандартов, одна в меридиане и две другие — к востоку и западу от меридиана. Время, затрачиваемое на наблюдения стандартов, составляло не менее 50% общего времени наблюдений.

Определение экстинкции для цвета делалось в двух приближениях. Сначала для каждой из стандартных звезд, наблюдавшихся в данную ночь не менее двух раз, определялись разности инструментальных показателей цвета и воздушных масс, и по ним находилась величина

$$\frac{dc(z)}{dM(z)} = \frac{c(z_i) - c(z_j)}{M(z_i) - M(z_j)}, \quad (4.46)$$

где индексы i и j указывают на различные наблюдения. Подставляя полученные таким образом значения $\frac{dc(z)}{dM(z)}$ в левые части уравнений (4.32) и в их правые части — значения $c(z) = \frac{1}{2} [c(z_i) + c(z_j)]$, можно было получить систему условных уравнений, из решения которой определялись значения a_c и b_c . Эти значения считались первым приближением коэффициентов экстинкции для данной ночи. Используя эти значения и уравнение (4.34), определяли также первое приближение для внеатмосферных показателей цвета стандартных звезд c_0 . Таким путем проводилось первое приближение для показателей цвета ($B - V$). При определении же показателей цвета ($U - B$) в значения $\frac{dc(z)}{dM(z)}$, полученные из наблюдений, вносились поправки, зависящие от цветов ($U - B$) и ($B - V$).

Чтобы получить второе приближение коэффициентов экстинкции, для каждой стандартной звезды определялось усредненное по ряду ночей значение внеатмосферного показателя цвета $\langle c_0 \rangle$. (При этом оказалось необходимым предварительно редуцировать значения c_0 , полученные в разные ночи, к стандартной температуре, чтобы исключить температурный эффект.) Затем снова по индивидуальным наблюдениям стандартных звезд определялись значения

$$\frac{dc(z)}{dM(z)} = \frac{c(z_i) - \langle c_0 \rangle}{M(z_i)}, \quad (4.47)$$

по которым согласно уравнению (4.32) для каждой ночи находилось второе приближение коэффициентов a_c и b_c . Было найдено, что второе приближение уменьшает ошибки определения a_c и b_c в пять раз по сравнению с первым.

При определении звездных величин Сток не проводил наблюдения люминофора. Поэтому он должен был учиты-

вать, что на измерения могут влиять изменения чувствительности аппаратуры со временем. Иначе говоря, наблюдения стандартной звезды, различающиеся по времени на несколько часов, не могли быть непосредственно использованы для определения экстинкции. Чтобы преодолеть это затруднение, Сток и другие авторы использовали следующий метод, названный ими «методом $\Delta\Delta$ ».

В этом методе используются наблюдения двух звезд с примерно одинаковым склонением и разницей в прямом восхождении около четырех часов. Предположим, что одна из звезд в какой-то момент находится в меридиане, а другая — на четыре часа к востоку от меридиана. В этот момент производятся наблюдения обеих звезд. Затем обе звезды наблюдаются через четыре часа. Тогда коэффициент экстинкции может быть найден из уравнения

$$a_m = \frac{(m_A^1 - m_B^1) - (m_A^2 - m_B^2)}{[M(z_A^1) - M(z_B^1)] - [M(z_A^2) - M(z_B^2)]}, \quad (4.48)$$

где звезды обозначены индексами A и B , а упомянутые два наблюдения — индексами 1 и 2. Затем по определениям a_m , полученным в данную ночь, определялось среднее значение. Второе приближение не делалось. Отметим, что коэффициент экстинкции для величин V по наблюдениям Стока оказался не зависящим от цвета звезд.

Метод Стока был разработан в применении к очень хорошим и устойчивым атмосферным условиям. Следует подчеркнуть, что в этом методе предполагается постоянство коэффициентов экстинкции a и b в течение всей ночи. Методы фундаментальной фотометрии, проводимой на обсерваториях с неустойчивым климатом, обязательно должны предусматривать контроль атмосферной экстинкции в течение ночи.

§ 9. Одновременное определение экстинкции и коэффициентов трансформации фотометрической системы

Редукция фотоэлектрических наблюдений, вообще говоря, состоит из двух операций: учета атмосферной экстинкции и трансформации фотометрической системы. Значение последней из них становится понятным, если учесть,

что изменения спектральной чувствительности приемника излучения, коэффициентов пропускания фильтров и другие факторы приводят к изменениям фотометрической системы, которые могут быть заметны даже при сравнении двух последовательных ночей наблюдений. Это заставляет производить трансформацию текущей фотометрической системы к некоторой стандартной системе.

Если различие систем невелико, то связь между ними ается простыми линейными уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} m_0^{(1)} &= m_0^{(2)} + A_m + B_m c_0^{(1)}, \\ c_0^{(1)} &= A_c + B_c c_0^{(2)}, \end{aligned} \right\} \quad (4.49)$$

где индексами 1 и 2 отмечены соответственно стандартная и текущая система.

Эти уравнения используются при построении фундаментального каталога величин и показателей цвета в какой-либо новой фотометрической системе. Для осуществления контроля фотометрической системы выбирается ряд стандартных звезд, которые наблюдаются в течение всего периода построения каталога. Эти же звезды могут служить и для определения экстинкции, как, например, это делалось Стоком.

В качестве стандартной обычно выбирается система, соответствующая периоду, когда было получено наибольшее количество наблюдений звезд, или периоду наилучших условий наблюдения.

Обычные фотоэлектрические наблюдения производятся в системе, соответствующей одной из уже установленных систем, например, системе U, B, V . Следует подчеркнуть, что с увеличением различий между системами соотношения, дающие трансформацию систем, перестают быть линейными и даже однозначными. Поэтому наблюдатель должен уделить как можно больше внимания предварительному совмещению инструментальной системы со стандартной.

Характеристики приемников излучения и фильтров должны быть тщательно исследованы на предмет выявления наиболее подходящих образцов. В этом отношении можно достигнуть довольно многого, хотя полного совме-

щения со стандартной системой добиться, конечно, невозможно.

Ниже будет изложен метод, позволяющий по наблюдениям фотометрических стандартов выбранной системы произвести одновременное определение экстинкции и коэффициентов трансформации. Мы рассмотрим применение этого метода на практике согласно Харди (1959, 1962, 1966) и Ежикевичу (1966).

Подставляя уравнения (4.49) в (4.31), мы получим следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} m_0^{(1)} &= m(z) - [a_m + b_m c(z)] M(z) + A_m + B_m c_0^{(1)}, \\ c_0^{(1)} &= A_c + B_c \{c(z) - [a_c + b_c c(z)] M(z)\}, \end{aligned} \right\} \quad (4.50)$$

которые дают связь между инструментальными величинами и показателями цвета $m(z)$, $c(z)$, и внеатмосферными, выраженными в стандартной системе $m_0^{(1)}$, $c_0^{(1)}$.

Предположим, мы пронаблюдали группу стандартных звезд (около шести), причем половина их наблюдалась вблизи зенита, а другая половина — на зенитных расстояниях около 60° . Среди этих звезд должны быть представлены как красные, так и голубые. Определение экстинкции и коэффициентов трансформации делается путем последовательных приближений.

В качестве первого приближения коэффициентов экстинкции используются их средние значения, полученные по наблюдениям, выполненным в другие ночи. Подставляя в левые части уравнений (4.50) каталожные значения $m_0^{(1)}$, $c_0^{(1)}$ и в правые части — наблюдаемые значения $m(z)$, $c(z)$ и значения первого приближения коэффициентов a_m , b_m , a_c , b_c , мы получим ряд условных уравнений. Решая эти уравнения способом наименьших квадратов, мы найдем первое приближение для коэффициентов трансформации A_m , B_m , A_c , B_c .

Для того чтобы получить второе приближение для коэффициентов экстинкции a_m , a_c , используем значения первого приближения для коэффициентов трансформации и решаем пары уравнений для стандартов, близких по цвету, но наблюдавшихся на существенно различных воздушных массах. Затем из ряда полученных значений a_m , a_c обра-

зуем средние весовые. Второе приближение коэффициентов b_m , b_c находим таким же путем, но используя пары стандартов, существенно различающихся по цвету и наблюдавшихся приблизительно на одинаковой воздушной массе.

Второе приближение коэффициентов трансформации находят точно так же, как и первое их приближение, но используя значения второго приближения для коэффициентов экстинкции. Двух рассмотренных приближений для коэффициентов экстинкции и трансформации оказывается достаточно.

При решении уравнений способом наименьших квадратов необходимо учитывать, что точность определения $m(z)$ и $c(z)$ зависит от того, на какой воздушной массе было сделано наблюдение. Ежикевич и Серковский (1966) считали, что ошибки пропорциональны $M(z)$. По-видимому, если речь идет о наблюдениях ярких стандартных звезд, ошибки наблюдений которых обусловлены только мерцаниями, то следует считать, что эти ошибки пропорциональны $M^2(z)$, как это было найдено Стоком.

Метод Харди — Ежикевича очень экономичен в отношении времени, затрачиваемого на наблюдения стандартных звезд, однако он может применяться лишь в тех случаях, когда экстинкция достаточно устойчива.

§ 10. Дифференциальные наблюдения

Наблюдение переменной звезды чаще всего состоит в том, что производится ее сравнение со звездой сравнения. Величина и цвет звезды сравнения предполагаются известными (их можно определить в одну из ночей наблюдений). Для того чтобы исключить влияние экстинкции и изменение фотометрической системы, разности величин и цветов переменной и звезды сравнения следует перевести во внеатмосферные, трансформированные к стандартной системе.

Используя уравнения (4.50), мы получим

$$\left. \begin{aligned} \Delta m_0^{(1)} &= \Delta \{m(z) - [a_m + b_m c(z)] M(z)\} + B_m \Delta c_0^1, \\ \Delta c_0^{(1)} &= B_c \Delta \{c(z) - [a_c + b_c(z)] M(z)\}. \end{aligned} \right\} \quad (4.51)$$

Поскольку различие воздушных масс переменной и звезды сравнения мало, как правило, для достаточно точного вычисления $\Delta m_0^{(1)}$, $\Delta c_0^{(1)}$ достаточно знать лишь приближенные значения коэффициентов a_m , a_c , b_m , b_c , B_m , B_c . В частности, могут быть использованы их средние значения, полученные по наблюдениям с данным фотометром.

Различие воздушных масс, на которых произведены наблюдения переменной и звезды сравнения, может быть сведено практически к нулю. Для этого выбирают звезду сравнения, расположенную как можно ближе к переменной. Кроме того, обычно делают два наблюдения звезды сравнения, симметрично по времени относительно момента наблюдения переменной, и по ним определяют среднее. Если условие $\Delta M(z) = 0$ обеспечено, то уравнения (4.51) переходят в

$$\left. \begin{aligned} \Delta m_0^{(1)} &= \Delta m(z) - b_m \Delta c(z) M(z) + B_m \Delta c_0^{(1)}, \\ \Delta c_0^{(1)} &= B_c [\Delta c(z) - b_c \Delta c(z) M(z)]; \end{aligned} \right\} \quad (4.52)$$

для получения $\Delta m_0^{(1)}$, $\Delta c_0^{(1)}$ из этих уравнений, кроме наблюдаемых значений $m(z)$, $c(z)$, достаточно знать только значения коэффициентов b_m , b_c , B_m , B_c .

В тех случаях, когда звезда сравнения существенно отличается по цвету от переменной, изменения фотометрической системы могут сказываться на точности определения $\Delta m_0^{(1)}$, $\Delta c_0^{(1)}$. Поэтому следует рассмотреть способы определения коэффициентов b_m , b_c , B_m , B_c из специально поставленных наблюдений.

Для определения коэффициентов b_m , b_c производится ряд наблюдений двух близко расположенных звезд, существенно различающихся по цвету. Разности инструментальных величин и показателей цвета этих звезд, определенные на разных воздушных массах, могут быть представлены как

$$\left. \begin{aligned} \Delta m(z) &= \Delta m_0^{(2)} + b_m \Delta c(z) M(z), \\ \Delta c(z) &= \Delta c_0^{(2)} + b_c \Delta c(z) M(z). \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

Сопоставив ряд условных уравнений такого вида и решив их по способу наименьших квадратов, можно определить значения b_m , b_c , $\Delta m_0^{(2)}$, $\Delta c_0^{(2)}$.

Коэффициенты трансформации B_m , B_c можно определить, проводя наблюдения ряда звезд в звездном скоплении, для которых имеются наблюдения, выполненные в стандартной системе. Из наблюдений определяются разности $\Delta m(z)$, $\Delta c(z)$ по отношению к одной из звезд. Подставляя эти разности и соответствующие им $\Delta m_0^{(1)}$, $\Delta c_0^{(1)}$, а также значения b_m , b_c в уравнения (4.52) и решая полученные условные уравнения по способу наименьших квадратов, получим значения B_m , B_c .

Важное для обеспечения высокой точности наблюдений значение имеет выбор звезд сравнения. Необходимо исключить возможность того, чтобы звезда сравнения оказалась в свою очередь переменной звездой. Обычно для этого выбирают несколько звезд сравнения и производят многократное сравнение их друг с другом.

§ 11. Заключительные замечания

Как видно из выше изложенного, методы учета экстинкции и редукции фотоэлектрических наблюдений разнообразны. Следует подчеркнуть, что нами были рассмотрены только основные методы, но не все существующие. Выбор адекватного метода должен основываться на тех задачах, которые стоят перед наблюдателем. Среди факторов, определяющих выбор метода, можно назвать такие, как: 1) требуемая точность результатов наблюдений; 2) ширина полосы фотометрической системы; 3) количество исследуемых звезд и их расположение на небе; 4) частота повторяемости наблюдений и другие.

Наиболее распространенными видами программ, применяемых наблюдателями переменных звезд, являются следующие: 1) наблюдения одной переменной и звезд сравнения в течение нескольких часов; 2) наблюдения ряда звезд, расположенных в небольшом участке неба, например, звезд сравнения или переменных звезд в звездном скоплении; 3) наблюдения большого числа переменных звезд, расположенных в различных участках неба. Первые два вида программ обычно осуществляются с помощью дифференциальных наблюдений. Программы третьего вида могут осуществляться с помощью методов Никонова, Стока или Харди — Ежикевича. В этом случае в программу наблюдений должно быть включено некоторое число

стандартных звезд. Чаще всего применяется метод Харди—Ежикевича, так как он наиболее экономичен во времени, затрачиваемом на наблюдения стандартных звезд, и дает возможность редуцировать наблюдения к стандартной системе.

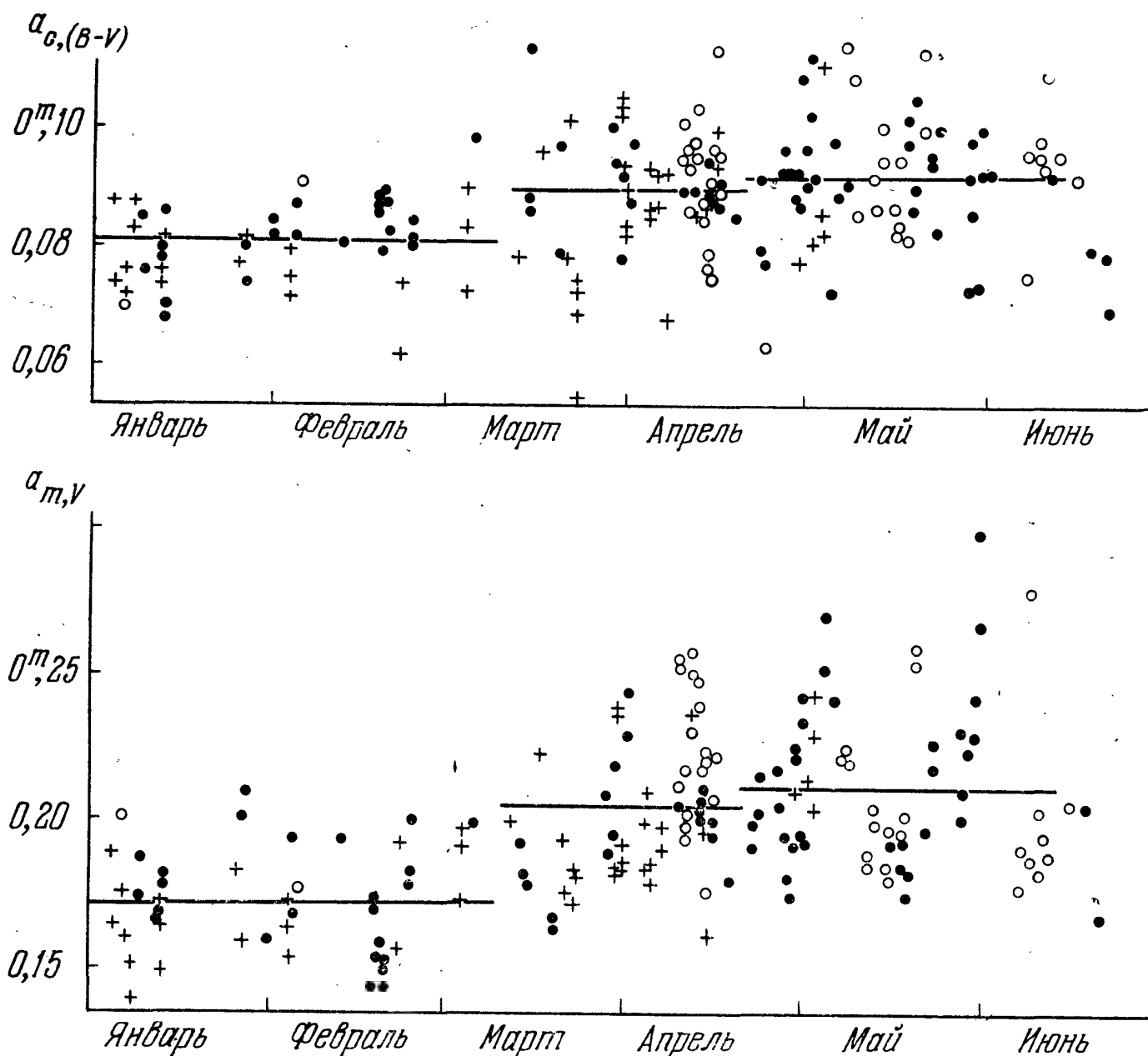


Рис. 40. Изменения коэффициентов экстинкции для Ловелловской обсерватории (по Ежикевичу и Серковскому).

Выбор метода должен производиться также с учетом качества атмосферных условий на данной обсерватории. Изменения атмосферной экстинкции, если они не учитываются должным образом, могут совершенно исказить результаты наблюдений. Эти изменения могут быть однако исключены, если применяемый метод предусматривает многократные измерения экстинкции в течение ночи, или если наблюдения ведутся дифференциально.

Для того чтобы судить о качестве атмосферных условий, наблюдатель может сравнить свои данные с теми, которые

были получены на других обсерваториях. В табл. 15 приведены значения коэффициентов a_m в системе U, B, V , соответствующие наилучшим ночам для четырех обсерваторий.

На рис. 40, взятом из статьи Ежикевича и Серковского (1966), показано изменение коэффициентов a_m и a_c в системе B, V для разных ночей на Ловелловской обсерватории в США (высота 2210 м).

Т а б л и ц а 15

Коэффициенты экстинкции для системы U, B, V

	Гора Рокдейл, Южн. Африка, $H = 1860$ м	Серро Тололо, Чили, $H = 2200$ м	Мак Дональд, США $H = 2070$ м	Научный, Крым, СССР, $H = 600$ м
a_V	0,13	0,13	0,15	0,22
a_B	0,25	0,26	0,26	0,35
a_U	0,49	0,50	0,55	0,65

Таким образом, правильный учет экстинкции имеет важное значение для обеспечения точности наблюдений. Не менее важным является также тщательное осуществление контроля фотометрической системы. Недооценка этих проблем приводит к потере той высокой точности, которая свойственна фотоэлектрическим приемникам излучения.

Полученные за последнее время сведения показывают, что особое внимание при осуществлении контроля фотометрической системы следует обратить на изменения, зависящие от температуры. В связи с этим представляет интерес рассмотреть некоторые опубликованные ранее данные.

Мак-Куллог (1964) нашел, что коэффициент B_m для величин V изменяется на 0,001 при изменении температуры на 1°C . Это значение согласуется со значением, полученным Юнгом (1967) на основе лабораторных измерений, но превышает более точный результат $0,00043 \pm 0,0020$ на 1°C , полученный Стоком (Юнг, 1967).

Ферни и Мальборо (1963) сравнили значения коэффициентов B_m, B_c в системе U, B, V , полученные ими для летнего (средняя температура $+21^\circ\text{C}$) и зимнего (средняя

температура -21°C) периодов. Эти значения приведены в табл. 16.

Т а б л и ц а 16

Температурная зависимость
коэффициентов трансформации B

	Лето	Зима
B_V	$-0,070 \pm 0,015$	$-0,049 \pm 0,022$
$B_{(B-V)}$	$+1,096 \pm 0,009$	$+1,076 \pm 0,018$
$B_{(U-B)}$	$+1,068 \pm 0,016$	$+1,120 \pm 0,058$

Значительный температурный эффект был обнаружен Стоком (Гутиеррез-Морено и другие, 1966) для коэффициента A_c для показателя цвета ($B - V$). Изменение составляло 0,0023 на 1°C .

Можно предполагать, что влияние эффектов старения на изменение фотометрической системы мало по сравнению с температурными эффектами. Если приемник не подвергается действию сильных световых потоков, то его характеристики остаются постоянными длительное время. Отражательная способность алюминированных зеркал и пропускание линз также мало изменяются со временем.

Выше уже отмечалось, что основным средством, позволяющим уменьшить температурные изменения фотометрической системы, является термостатирование фильтров, люминофора и приемника излучения. Если сделать это не представляется возможным, то следует тщательно контролировать изменения с помощью наблюдений стандартных звезд.

ЛИТЕРАТУРА

- А л б а д а в а н, Б о р г м а н, 1960 — Albada Van T. S., Borgman J., ApJ 132, 511.
 Б л а н к о, 1957 — Blanko V. M., ApJ 125, 209.
 Б л и ц с т е й н 1958 — Blitzstein W., In Present and Future of the Telescope of Moderate Size, русск. перев. «Настоящее и будущее телескопов умеренного размера», 1960, ИЛ.
 Б р о а д ф у т, 1966 — Broadfoot A. L., Appl. Optics 5, 1259.

- В а й т б р е х т, 1957 — Weitbrecht R. H., Rev. Sci. Instr. 28, 883.
- В а м п л е р, П а п и а ш в и л и, 1969 — Wampler E. J., Papiashvili I. I., PASP 80, 625.
- В е й с м а н н У. К., 1968 — Кандидатская диссертация, Тартуский гос. ун-т.
- В р и с д е, 1966 — Vries de M., European South. Obs. Bull., No. 1, 35.
- В у д, 1969 — Wood D. B., AJ 74, 177.
- В у д, Л о к в у д, 1967 — Wood H. J., Lockwood G. W., McCormick Publ. 15, Part V, 25.
- Г а р д и н е р, Д ж о н с о н, 1955 — Gardiner A. J., Johnson H. L., Rev. Sci. Instr. 26, 1145.
- Г у т и е р р е з-М о р е н о, М о р е н о, С т о к, Т о р р е з, В р о б л е в с к и й, 1966 — Gutierrez-Moreno A., Moreno H., Stock J., Torrez C., Wroblewski H., Publ. Univ. Chile, Dep. Astr., No. 1, 1.
- Д ж о н с о н, 1958 — Johnson H. L., Sky and Tel. 17, 558.
- Д ж о н с о н, 1962 — Johnson H. L., «Astronomical Techniques», русск. перев., «Методы астрономии», 1967, «Мир».
- Д ж о н с о н, 1964 — Johnson H. L., Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, 3, 305.
- Д ж о н с о н, М и т ч е л л, 1962 — Johnson H. L., Mitchell R. I., Comm. Lunar and Planet Lab. 1, 73.
- Д ж о н с о н, М о р г а н, 1953 — Johnson H. L., Morgan W. W., AJ 117, 313.
- Д и м о в Н. А., 1966, Изв. КрАО 35, 279.
- Е ж и к е в и ч, 1966 — Jerzykiewicz M., Lowell Bull. No. 137, 320.
- Е ж и к е в и ч, С е р к о в с к и й, 1966 — Jerzykiewicz M., Serkowski K., Lowell Bull. No. 137, 295.
- З и л в а н д е р, 1954 — Ziel van der A., in «Noise»; русск. перев. «Флуктуации в радиотехнике и физике», 1958, ГЭИ.
- Л а с к е р, 1966 — Lasker B. M., PASP 78, 329.
- Л е в и н с т е й н, 1965 — Levinstein H., Appl. Optics 4, 639.
- М а к-К у л л о г, 1964 — McCullough J. R., AJ 69, 251.
- М о р о з В. И., 1963, в сб. «Новая техника в астрономии», Изд-во Академии наук СССР.
- Н и к о н о в В. Б., ДАН СССР 45, 151.
- Н и к о н о в В. Б., 1953, Бюлл. Абаст. obs. 14, 3.
- О к, 1969 — Oke J. B., PASP 81, 11.
- О к, Ш и л д, 1968 — Oke J. B., Schild R. E., Appl. Optics 7, 617.
- П е й т р е м а н, 1964 — Peytremann E., Publ. Obs. de Geneve, Ser. A., fasc. 69, 84.
- П е т р и ц, 1956 — Petritz R. L., Phys. Rev. 104, 1508.
- Р у ф е н е р, 1962 — Rufener F., Publ. Obs. de Geneve, Ser. A., fasc. 63, 189.
- С л у ц к и й М. Е., 1965, Приборы и техника эксперимента, № 5, 117.
- С т о к, 1968 — Stock J., Vistas in Astr. 11, 127.
- Т е р е з Э. И., 1970, Изв. КрАО 43 (в печати).
- Т у л л, 1968 — Tull R. J., Appl. Optics 7, 2019.

- Ф е р н и, М а л ь б о р о, 1963 — Fernie J. D., Malborough J. M., JRAS Canada 57, 218.
- Ф е с е й, 1966 — Facey R. A., Journ. Sci. Instr. 43, 658.
- Х а р д и, 1959 — Hardie R. H., ApJ 130, 663.
- Х а р д и, 1962 — Hardie R. H., «Astronomical Technique»; русск. перев., «Методы астрономии» 1967, «Мир».
- Х а р д и, 1966 — Hardie R. H., European South. Obs. Bull. No. 1, 44.
- Х а м ф р и, 1965 — Humphrey J. N., Appl. Optics 4, 665.
- Х а р и т о н о в А. В., 1961, АЖ 38, 164.
- Ч е ч и к Н. О., Ф а й н ш т е й н С. М., Л и ф ш и ц Т. М., 1957, «Электронные умножители», Гостехиздат.
- Ш а р п е, 1961 — Sharpe J., Electronic Technology 38, 196.
- Ю н г, 1963 — Young A. T., Appl. Optics 2, 51.
- Ю н г, 1967 — Young A. T., MN 135, 175.

**ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБОРОВ
ФОТОЭЛЕКТРОННОГО
ИЗОБРАЖЕНИЯ
(ЭЛЕКТРОННАЯ ФОТОГРАФИЯ,
ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ,
ТЕЛЕВИДЕНИЕ)**

В. В. Прокофьева

§ 1. Введение

В последнее время широкое применение для астрономических наблюдений находят приборы, усиливающие яркость изображений слабых объектов. Это так называемые электронные камеры (электронная фотография), электронно-оптические преобразователи (ЭОП) или усилители яркости, а также телевизионные системы (например, Щеглов, 1963; Бутслов, ред. 1965; Ливингстон, 1967; Хилтнер, ред. 1967а; Мельников и другие, 1968). Они обладают высоким квантовым выходом и позволяют регистрировать изображения слабых звезд и их спектров с экспозициями в десятки и более раз меньшими, чем высокочувствительные фотопластинки. Принцип их работы состоит в том, что оптическое изображение объекта преобразуется в электронное, которое усиливается и затем регистрируется. Изображение объекта проектируется обычно на полупрозрачный фотокатод. Эмиттированные им фотоэлектроны попадают в ускоряющее электрическое поле. Фокусирующая магнитная или электростатическая система строит электронное изображение объекта, в котором энергия каждого электрона существенно увеличена. Регистрация усиленного изображения производится различными методами. В зависимости от них можно выделить три основные группы приборов.

К первой относятся те приборы, в которых регистрация электронного изображения производится специальными электроннографическими пластинками.

Ко второй группе — приборы, в которых электронное изображение преобразуется снова в оптическое с помощью флуоресцирующего экрана и затем регистрируется с помощью фотографической эмульсии.

К третьей относятся телевизионные системы, которые могут включать в себя ЭОП в качестве предварительного усилителя яркости.

Рассмотрим отдельно каждую группу.

§ 2. Электронная фотография

Принцип электронной фотографии был разработан и осуществлен несколько десятилетий назад А. Лаллеманом во Франции (Лаллеман, 1936; Лаллеман, Дюшен, 1951). Электронное изображение, образованное фотоэлектронами, прошедшими электростатическое ускоряющее поле, регистрируется эмульсией, чувствительной к быстрым электронам. Характерными особенностями электронной фотографии является чрезвычайно высокое разрешение и линейная зависимость между плотностью почернения и интенсивностью падающего потока (например, Дюшен, 1967). Существует несколько модификаций электронной камеры.

Электронная камера Лаллемана. Устройство электронной камеры показано на рис. 41. Наверху расположено входное окно 1. На расстоянии 50 мм от него внутри вакуумной камеры находится посадочное место для фотокатода. Ниже в вертикальной части камеры расположены электроды 4, 5, 11 электростатической системы фокусировки. В магазине 12, управляемом электромагнитом 6, помещены электронно-графические пластинки. При работе камеры они охлаждаются жидким азотом, находящимся в сосуде Дьюара 13. Фотокатод 10 до начала работы находится в ампуле 9. Подготовка камеры к работе сложна и требует много времени (до восьми часов); в камере создается достаточно высокий вакуум, затем молоточек 8, управляемый электромагнитами 7, разбивает контейнер 9, содержащий фотокатод 10, после чего при помощи рукоятки 3 и магнита 2 фотокатод перемещают в рабочее положение. Срок работы камеры невелик и составляет несколько суток вследствие отравления фотокатода газами, выделяющимися из эмульсии. После смены экспонированных пластинок камеру необходимо заново готовить к работе.

Усиление изображения в электронной камере происходит за счет увеличения энергии электронов в ускоряющем поле до 25÷30 кэв. Каждый электрон, обладающий такой энергией, дает заметный трек на эмульсии: квантовая эф-

эффективность электронной камеры равна квантовому выходу используемого фотокатода. Размер рабочего поля около 18 мм. Разрешающая способность в центре поля 80 *штр/мм*, на краю — 40 *штр/мм* (Хилтнер, 1967б).

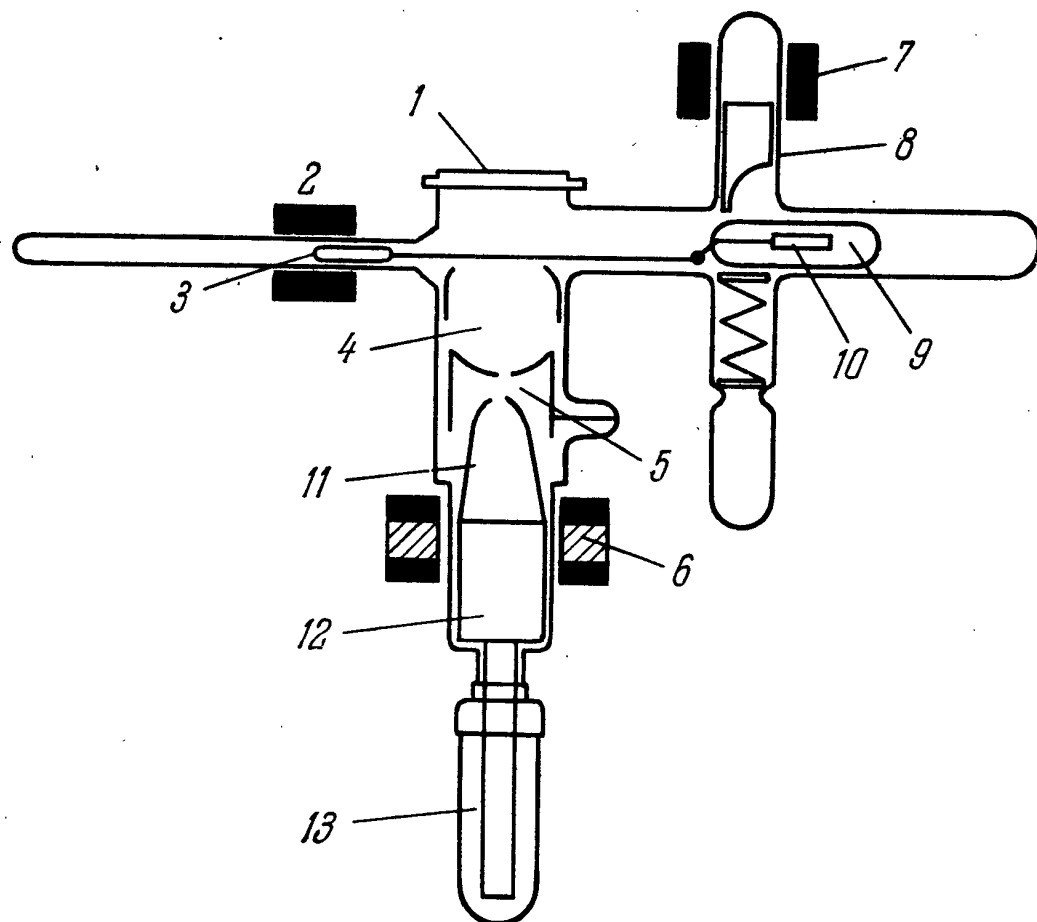


Рис. 41. Схема электронной камеры Лаллемана.

1 — входное окно, 2, 6, 7 — магниты, 3 — рукоятка, 4, 5, 11 — электроды, 8 — молоточек, 9 — контейнер, 10 — фотокатод, 12 — магазин с пластинками, 13 — сосуд Дьюара.

Определение информационного выигрыша при использовании электронной камеры по сравнению с фотографическими эмульсиями производилось неоднократно (например, Шопинэ, Дюфло, 1967). К сожалению, большинство результатов трудно сопоставимо из-за наличия у фотоэмульсии отступлений от закона взаимозаместимости и зависимости квантового выхода от оптической плотности негатива. На рис. 42 приведены результаты наиболее однородных измерений (Уокер, 1966; Алперн, Бижови, Дюшен, 1966). Информационный выигрыш определялся для разных областей спектра по сравнению с фотоэмульсиями, наиболее чувствительными в данной области. В верхней части графика указано название эмульсии, с которой производилось сравнение. В случае применения сурьмяно-цезиевого фотокатода (заполненные кружки) экспозиции на

электронной камере составляли 15÷20 минут и выигрыш оценивался для плотности почернения электронографической эмульсии 0,2 и 0,7 (верхняя и нижняя пунктирные

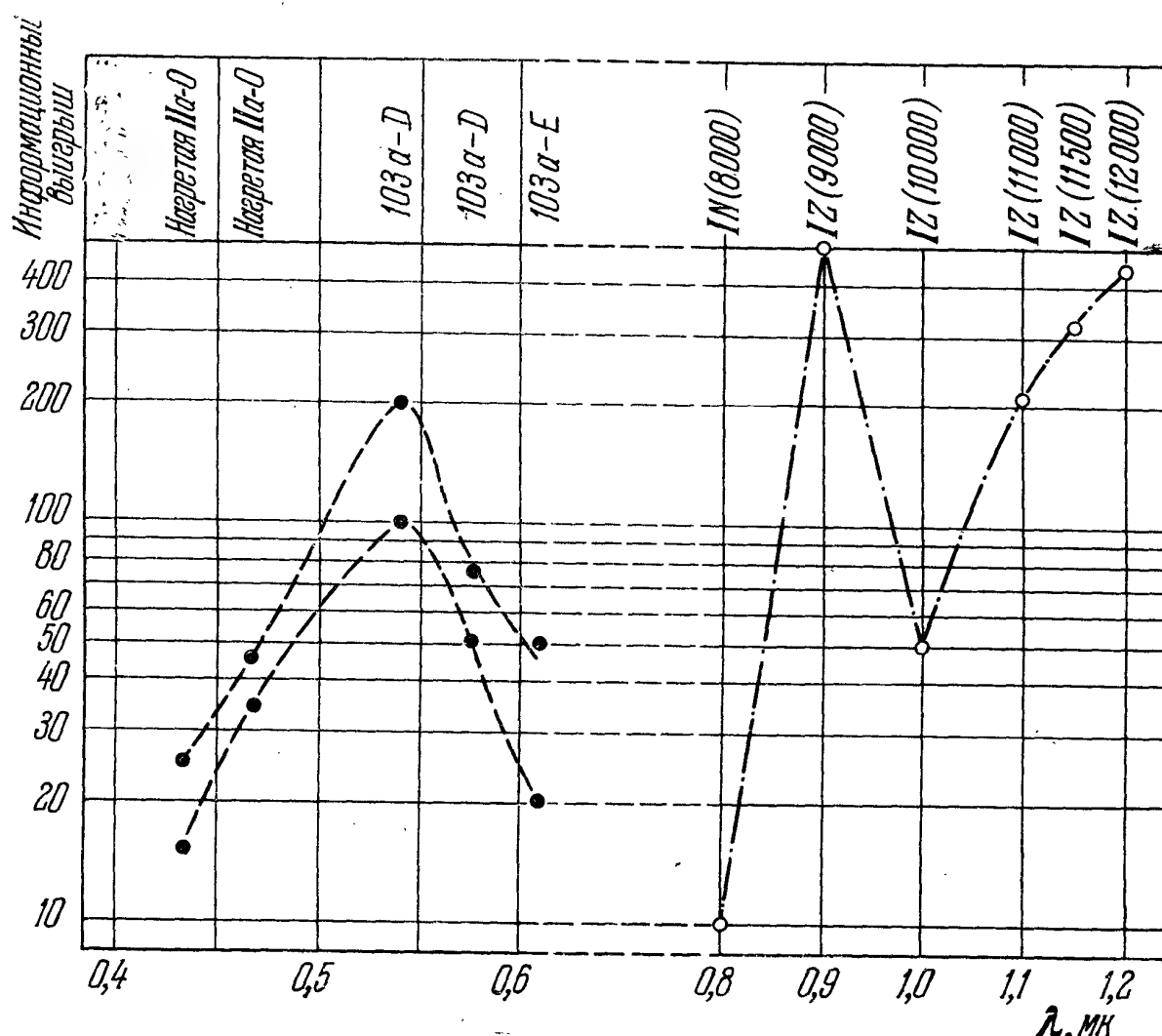


Рис. 42. Информационный выигрыш при использовании электронной камеры в разных областях спектра по сравнению с фотоматериалами, наиболее эффективными в этих же областях.

кривые соответственно). Для кислородно-цезиевого фотокатода (кружки) приведенные оценки сделаны для экспозиций на фотоэмульсии, равных 30 минутам для $\lambda \leq 1$ мкм и нескольким часам для $\lambda \geq 1,1$ мкм.

Электронная камера Крона. Она разработана Кроном в США (Крон, Эйбс, Хевитт, 1969). Основным ее отличием от электронной камеры Лаллемана является введение специальной заслонки, расположенной перед электронографической эмульсией. Установка заслонки позволяет заменять пластинки без нарушения вакуума в основной части трубки. Благодаря этому срок жизни фотокатода существенно удлиняется. Камера требует непрерывной работы ионного насоса, поддерживающего высокую степень вакуума. Размер поля 40 мм. Разрешающая способность 80 штр/мм по всему

полно обеспечивается сферической формой фотокатода и специальной системой корректирующих линз, установленной перед фотокатодом.

Спектракон. Трубка разработана в Англии под руководством Д. Мак-Ги (Мак-Ги и другие, 1966). В отличие от описанных выше приборов, она представляет собой запаянный вакуумный сосуд. Применение ее не требует

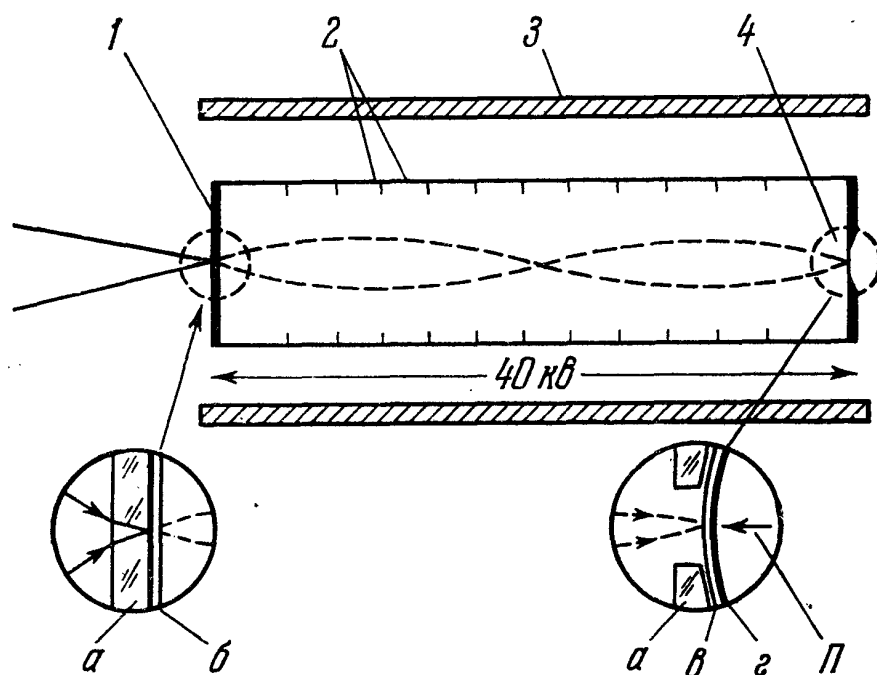


Рис. 43. Схема спектракона.

1 — фотокатод (а — стекло, б — фотокатод), 2 — электроды, 3 — магнитная фокусирующая система, 4 — слюдяное окно (а — стекло, б — слюда, г — электроннографическая эмульсия, П — направление прижима).

громоздкого вакуумного оборудования. Принципиальная схема устройства трубки изображена на рис. 43. Фотокатод 1 нанесен на внутренней стороне входного стекла. Фотоэлектроны ускоряются в электрическом поле до 40 кэв. Электроды 2 способствуют равномерному распределению потенциала внутри трубки. Электронное изображение проектируется магнитной фокусирующей системой 3 на тонкое слюдяное окно 4. Электроннографическая эмульсия плотно прижимается к нему снаружи. В трубках, предназначенных для регистрации спектров, слюдяное окно выполнено в виде щели размером 7×30 мм. Толщина слюды $4 \div 5$ мкм. От 70 до 80% электронов, прошедших сквозь слюду, имеют энергию около 10 кэв и регистрируются эмульсией. Согласно предварительной оценке информационный выигрыш спектракона такой же, как у элект-

ронной камеры Лаллемана (Брэнд, Смит, 1966). Разрешающая способность 90 *штрих/мм* в центре поля и 70 *штрих/мм* на краю.

Электронная фотография широко используется для астрономических наблюдений. Наибольшие успехи достигнуты Уокером с сотрудниками при регистрации спектров слабых звезд, с помощью электронной камеры Лаллемана. Большой выигрыш во времени экспозиции позволяет получать спектры переменных звезд, имеющих быстрые изменения блеска (Уокер, 1966; Уокер, Чинкарини, 1968; Уокер, Поппер, 1964). Спектры звезды AE Aqr (12^m) были получены с 3-м телескопом с временным разрешением 5 минут при дисперсии на фотокатоде 48 Å/мм (Уокер, 1965).

Для фотометрии переменных электронные камеры пока не использовались, хотя дают достаточно высокую проницающую способность (Лаллеман, 1969). На 90-см телескопе с помощью камеры с сурьмяно-цезиевым фотокатодом получены снимки звезд 18^m с желтым фильтром за 45 минут (плохие атмосферные условия) и $17^m.5$ с оранжевым фильтром за 25 минут (Уокер, Лаллеман, Дюшен, 1960). На 50-см астрографе получены снимки звезд 21^m с экспозицией 50 минут (Крон, Бренкинридж, Папиашвили, 1965). Оценки проницающей способности камеры с кислородно-цезиевым фотокатодом делались давно (Лаллеман, Ленувель, 1947) и после разработок Лаллемана (1966), видимо, будут улучшены.

§ 3. ЭОП с флуоресцирующим экраном

К этой группе приборов относятся ЭОП, в которых электронное изображение проектируется на флуоресцирующий экран. Под действием электронов высокой энергии экран светится; изображение можно наблюдать визуально и фотографировать. Флуоресцирующий экран излучает равномерно в телесном угле 4π . Для предохранения фотокатода от засветки этим излучением производится металлизация экрана: со стороны, обращенной к фотокатоду, экран покрывается тонкой металлической пленкой, прозрачной для электронов (см. рис. 44 и 45). При этом весь световой поток направляется в угол 2π . Регистрация оптического изображения представляет некоторые сложности.

Это обусловлено тем, что свет, излучаемый экраном, должен пройти плоскопараллельную пластинку, на которую наносится экран (стекло или слюда). В случае оптического контакта экрана с такой пластинкой часть света, излучаемого экраном под большим углом к оптической оси, не выходит из пластинки согласно закону полного внутреннего отражения. Многократно рассеиваясь внутри

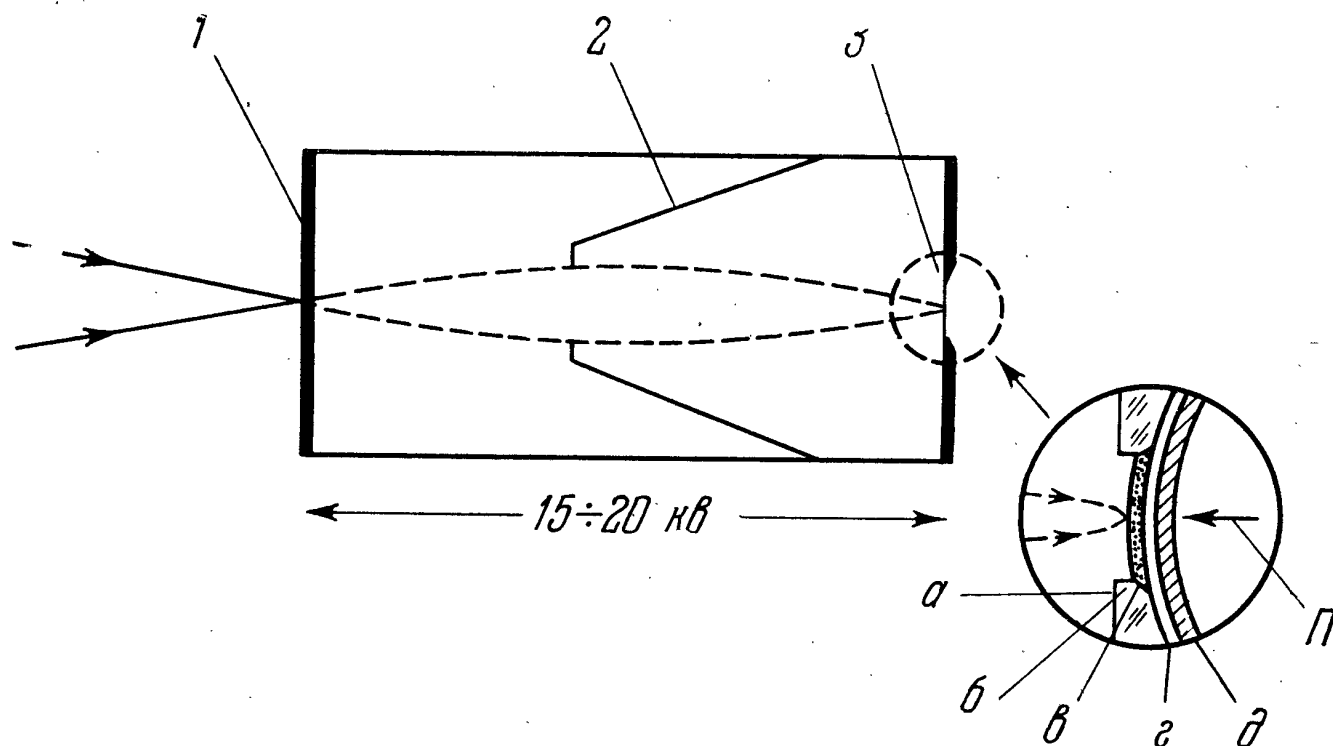


Рис. 44. Схема фотоконтактного ЭОП.

1 — фотокатод, 2 — электроды, 3 — слюдяное окно (а — стекло, б — металлическая пленка, в — флуоресцирующий экран, г — слюда, д — фотоэмульсия, П — направление прижима).

стекла, этот свет снижает контраст изображения. Обычно в ЭОП используются осажденные флуоресцирующие экраны, не имеющие оптического контакта с выходным окном, но обладающие сравнительно невысокой разрешающей способностью (см. Щеглов, 1963). Существует несколько типов таких ЭОП.

Фотоконтактные трубки. Фотоконтактными называются ЭОП с флуоресцирующим экраном, нанесенным на тонкую слюдяную пластинку (Красовский, 1955; Волков, Есипов, Щеглов, 1962; Фредерик, Фэй, Джонсон, 1966). Регистрация оптического изображения производится фотоэмульсией, плотно прижимаемой к слюде. Схема такой трубки изображена на рис. 44. Фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода 1, фокусируются электростатическим полем электродов 2 на флуоресцирующий экран 3, нанесенный

на внутреннюю сторону слюдяной пленки. Под действием атмосферного давления пленка слегка прогибается внутрь трубки. Прижатая к окну фотопленка принимает форму слюды. Для лучшего оптического контакта фотоэмульсии со слюдой обычно применяется иммерсия.

Усиление происходит за счет увеличения энергии фотоэлектронов в электрическом ускоряющем поле до $15 \div 20$ кэв. Светоотдача используемых люминофоров составляет около 10%. Поэтому однокамерные фотоконтактные ЭОП уступают по эффективности электронной фотографии почти на порядок. Информационный выигрыш при использовании отечественных ЭОП с сурьмяно-цезиевым фотокатодом в видимой области спектра составляет около 10 раз по сравнению с высокочувствительной фотопленкой при экспозиции на ЭОП 10 секунд, а при использовании ЭОП с мультищелочным фотокатодом в области $6500 \text{ \AA}$ около 20 раз по сравнению с астрономической фотопленкой А-650 при времени экспозиции на ЭОП одна секунда. Разрешающая способность фотоконтактных ЭОП равна $25 \div 30$ штр/мм; поле — 10 мм.

Преимуществом фотоконтактных ЭОП перед электронной фотографией является постоянная готовность трубки к работе, почти неограниченный срок ее службы, возможность визуального наблюдения изображения на экране и сравнительная простота смены экспонированного фотоматериала.

Фотоконтактные ЭОП, разработанные в СССР, успешно используются для наблюдений спектров слабых астрономических объектов (Есипов, 1969). Спектр звезды $17^m,5$ регистрируется трубкой с мультищелочным фотокатодом за 2,5 часа на телескопе с диаметром зеркала 1,25 м при дисперсии $250 \text{ \AA /мм}$ (Дибай, Есипов, 1968). Изучены спектры ряда сверхновых (Дибай, Есипов, Проник, 1966). Сравнительно короткие экспозиции позволяют получать спектры переменных звезд при определенных фазах их блеска (Глушнева, Есипов, 1967; Алдусева, Есипов, 1969). Аналогичные трубки используются для спектральных наблюдений в США (Кнаппенбергер, Фредерик, 1968).

Для фотометрии переменных эти ЭОП пока не используются. Однако они могут быть весьма эффективны при изучении переменных в скоплениях на телескопах небольшого размера. Оценка проникающей способности ЭОП

с сурьмяно-цезиевым фотокатодом приведена в работе Есипова (1960).

ЭОП, используемые с дополнительной оптической системой. Принципиальная схема его устройства приведена на рис. 45. Фотоэлектроны, вылетевшие из фотокатода 1, фокусируются магнитной или электростатической электронной оптикой на флуоресцирующий экран 2,

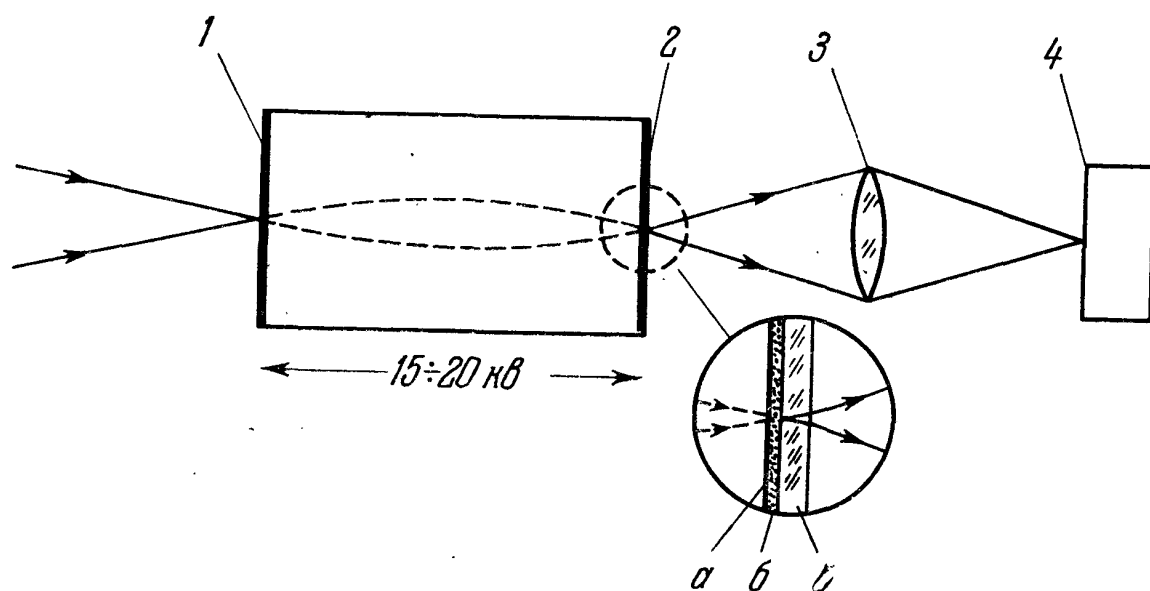


Рис. 45. Схема ЭОП с дополнительной оптической системой.

1 — фотокатод, 2 — экран (а — металлическая пленка, б — флуоресцирующий экран, в — стекло), 3 — оптическая система, 4 — фото- или кинокамера.

нанесенный на внутренней стороне стекла (см. чертеж в круге). Оптическая система 3 создает изображение экрана на фотоэмульсии 4 в масштабе 1 : 1.

Существенным недостатком является малый коэффициент использования света, излучаемого люминофором, из-за небольшого телесного угла, в котором оптика захватывает световой поток. В лучшем случае он равен нескольким процентам. Благодаря этому общий коэффициент усиления, достигаемый в однокамерных ЭОП, существенно ниже, чем во всех приборах, рассмотренных выше.

Преимуществом является простота эксплуатации таких ЭОП, их долговечность, возможность использовать киносъемку.

Для наблюдений переменных звезд использовался ЭОП с кислородно-цезиевым фотокатодом. С ним были получены инфракрасные звездные величины переменных типа Isb (Шевченко, 1967).

Каскадные ЭОП. Необходимость повышения коэффициента усиления яркости в случае ЭОП с флуоресцирующим экраном привела к созданию каскадных ЭОП (Завойский Бутслов и др., 1955; Бутслов и др., 1958; Хилтнер, ред. 1967а). Существует несколько типов ЭОП, различающихся способами соединения отдельных каскадов.

а) ЭОП с тонкослойной комбинацией люминофор — фотокатод.

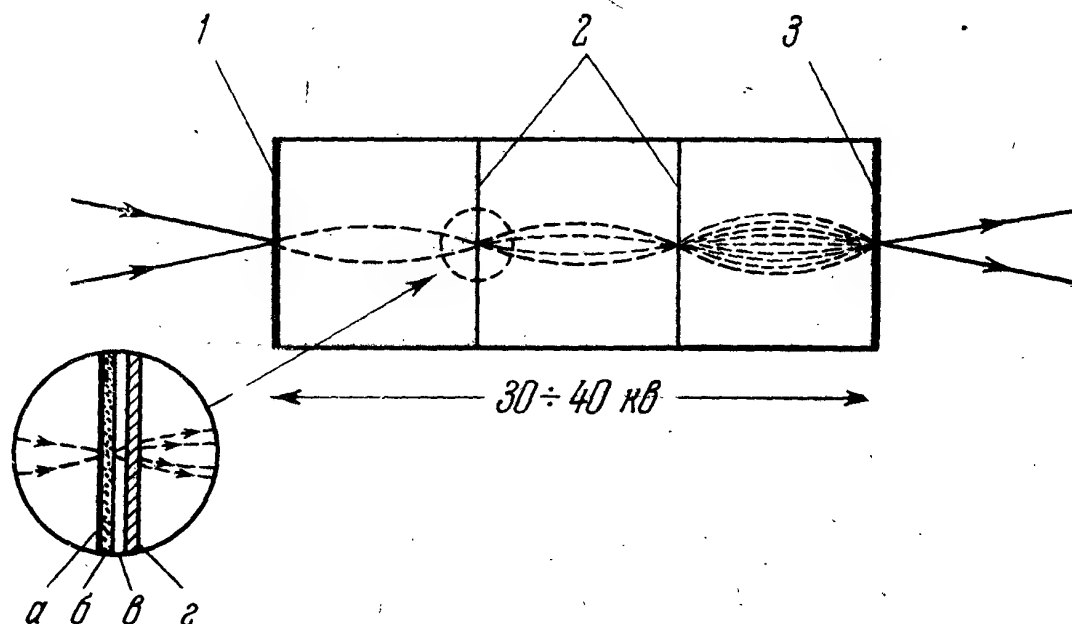


Рис. 46. Схема каскадного ЭОП с тонкослойными комбинациями фосфор — фотокатод.

1 — фотокатод, 2 — тонкослойные комбинации фосфор-фотокатод (а — металлический слой, б — флуоресцирующий экран, в — слюда, г — фотокатод), 3 — экран.

Схема его устройства изображена на рис. 46. Фотоэлектроны, вылетевшие из фотокатода 1, ускоряются в электрическом поле первого каскада и фокусируются электронной оптикой на первой из пленок 2. Флуоресцирующий экран «б» преобразует электронное изображение в оптическое. Световое излучение экрана вызывает фотоэффект фотокатода, нанесенного на другую сторону тонкой (несколько микрон) слюдяной пленки. Количество фотоэлектронов увеличивается за счет «светового» усиления первого каскада. В ЭОП несколько раз происходит преобразование оптического изображения в электронное и обратно. Фокусировка может быть как электростатической, так и магнитной. Последняя обеспечивает большее рабочее поле (~ 40 мм). Выходной экран может быть нанесен как на стекле, так и на тонкой слюде (фотоконтактный ЭОП).

При достаточном количестве каскадов регистрируется каждый фотоеlectron (Завойский, Бутслов, Смолкин, 1956). Информационный выигрыш близок к информационному выигрышу электронной фотографии. Разрешающая способность в центре поля равна $15\div 30$ штр/мм (Мак-Ги, Эрей и другие, 1966; Рэндолл, 1966; Форд, 1966).

ЭОП успешно используются в СССР, Англии и США. С их помощью на телескопе им. Шайна (ЗТШ, диаметр

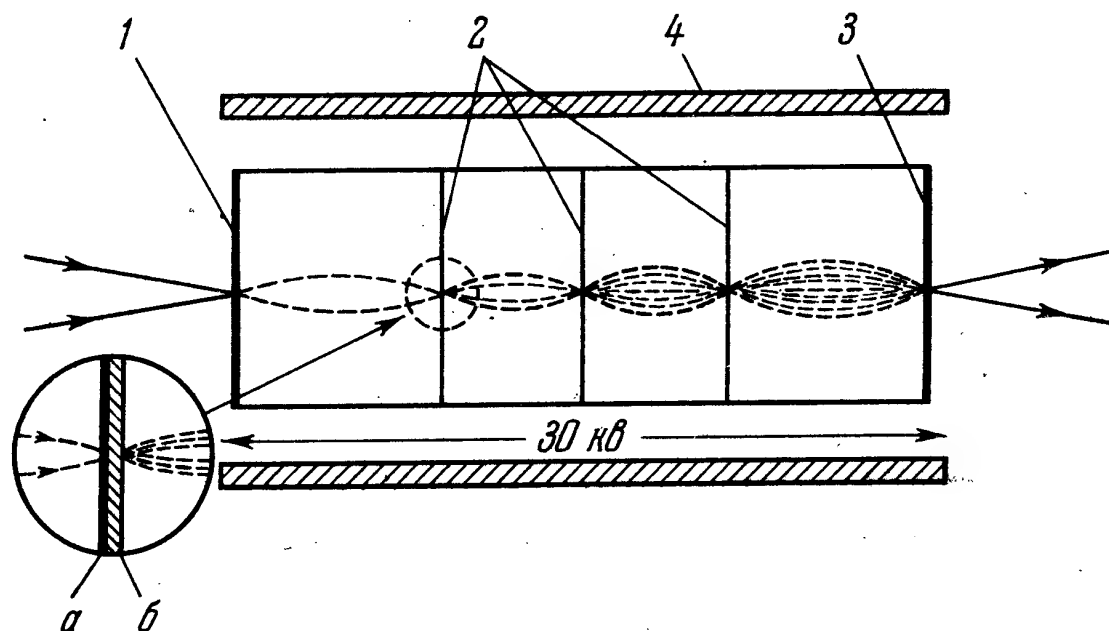


Рис. 47. Схема каскадного ЭОП с вторичной электронной эмиссией.

1 — фотокаатод, 2 — диноды (а — металл, б — изолятор, являющийся вторичным эмиттером), 3 — экран, 4 — фокусирующая магнитная система.

зеркала 2,6 м) получены спектры звезды AD Leo (9^m) во время вспышки с разрешением по времени до 4 сек при дисперсии $55 \text{ \AA/мм}$ (Гершберг, Чугайнов, 1966, 1967). На 75-см телескопе изучено изменение радиальных скоростей звезды VZ Cnc (8^m) с разрешением во времени 2 мин при дисперсии $3 \text{ \AA/мм}$ (Хевитт, Милсон, Станден, 1968). На 5-м телескопе — спектры вспышки звезды W 359-CN Leo (14^m) с разрешением во времени 5 мин при дисперсии $90 \text{ \AA/мм}$ (Гринстейн, Арп, 1969). Получены спектры пульсара Nr 0,532 в Крабовидной туманности в различных фазах его блеска (Линдс, 1969; Пауэлл, Трамбоу, Линдс, 1969).

б) ЭОП с вторичной эмиссией. Схема устройства ЭОП приведена на рис. 47. Эмиттированные из фотокаатода 1 электроны ускоряются и фокусируются на первый из динодов 2, которые являются эмиттерами вторичных электронов «на прострел». Усиленное электронное изображение

фокусируется на следующий динод и т. д., до флюоресцирующего экрана 3. Используется магнитная фокусирующая система 4.

ЭОП невелики по размерам, удобны в обращении. Усиление обеспечивает регистрацию каждого фотоэлектрона. Разрешение $20 \div 40 \text{ штр/мм}$ (Ливингстон, Линдс, Доуэ, 1966; Имберсон, 1966; Данхэм, 1966).

Недостатком по сравнению с вышеописанными каскадными ЭОП является снижение контраста изображения из-за наличия паразитного фона (Ливингстон, Линдс, Доуэ, 1966; Ливингстон, 1967). Вследствие этого полученные снимки не используются для количественных измерений.

ЭОП успешно применялись в США для наблюдения спектров квазаров (Ливингстон, Линдс, Доуэ, 1966; Линдс, Стоккон, Ливингстон, 1965), а также переменных звезд с быстрыми изменениями блеска (Лэндолт, 1968).

ЭОП с волоконной оптикой. В последние годы волоконная оптика находит все большее практическое применение (Вейнберг, 1967; Лисица, Бережинский, Валах, 1968; Вейнберг, Саттаров, 1969). Сейчас изготавливаются вакуумно плотные планшайбы с разрешением до 100 мм^{-1} . Использование их вместо входных и выходных стекол ЭОП дает следующие преимущества: 1) позволяет избавиться от aberrаций, вносимых плоскопараллельной стеклянной пластинкой, которые не позволяли до сих пор использовать с ЭОП светосильные оптические системы; 2) упрощает регистрацию оптического изображения, которая может теперь производиться непосредственно путем прижима фотоэмульсии к наружной поверхности планшайбы; 3) легко исправляет кривизну поля электронного и оптического изображений (Вейнберг, Эстрин, 1967), что увеличивает рабочее поле систем с электростатической фокусировкой; 4) дает возможность оперативного набора каскадных ЭОП с любым числом каскадов. Недостатком волоконной оптики пока является низкий коэффициент передачи контраста.

§ 4. Телевизионный метод

Для телевизионного метода характерно сочетание особенностей визуального, фотографического и фотоэлектрического методов наблюдений. Телевизионная техника позволяет следить за наблюдаемым объектом: отождест-

влять слабые объекты, гидировать по ним, следить за качеством изображения. И все это при оптимальной для глаза освещенности и комфортабельных для наблюдателя условиях. Телевизионный метод позволяет одновременно регистрировать все объекты, находящиеся в поле зрения, и допускает последующую обработку результатов наблюдений. По сравнению с фотографическим он дает существенный выигрыш во времени экспозиции. Квантовый выход фотокатодов телевизионных трубок такой же как у ФЭУ.

В отличие от других методов наблюдений, телевизионный позволяет регулировать усиление и контраст изображения и получать информацию в виде электрического сигнала, который можно непосредственно подавать в электронно-вычислительную машину для последующей его обработки. Возможность передачи сигнала на большие расстояния делает телевидение незаменимым при наблюдениях с борта космических кораблей и ИСЗ (Брацлавец, Росселевич, Хромов, 1967).

Недостатками по сравнению с фотографическим методом являются небольшие размеры поля и довольно низкая линейная разрешающая способность.

Телевизионный метод находит широкое применение для получения прямых снимков слабых звезд и фотометрии переменных с быстрыми изменениями блеска. Для астрономических наблюдений, в основном, используются высокочувствительные передающие трубки типа суперортикон. Рассмотрим подробно астрономическую телевизионную установку (АТУ) и принцип работы суперортикона. Остановимся только на особенностях этой системы, предполагая, что читатель знаком с общими принципами телевидения (Гуревич, 1958; Шмаков, ред., 1965; Катаев, ред., 1940).

Астрономическая телевизионная установка. Она делается по принципу большинства промышленных телевизионных установок (ПТУ), не имеющих выхода в эфир (Костыков, 1964; Зеленский, Михалков, ред., 1962). Это так называемые «замкнутые» телевизионные системы. Примерная блок-схема такой установки («телевизионный телескоп») приведена на рис. 48. В фокусе телескопа 1 помещается телевизионная камера с передающей телевизионной трубкой 2, помещенной в фокусирующую и

отклоняющую систему 3 (ФОС), и каскадами предварительного усиления видеосигнала 4. Все остальные узлы аппаратуры располагаются в специальной стойке 5. Длина кабелей, соединяющих камеру с телевизионной стойкой, может достигать до сотен метров. Благодаря этому все управление телевизионной аппаратурой производится из удобного отапливаемого помещения, расположенного недалеко от телескопа. В стойке 5 находятся блоки строчной и кадровой разверток, каскады усиления видеосигнала и различные

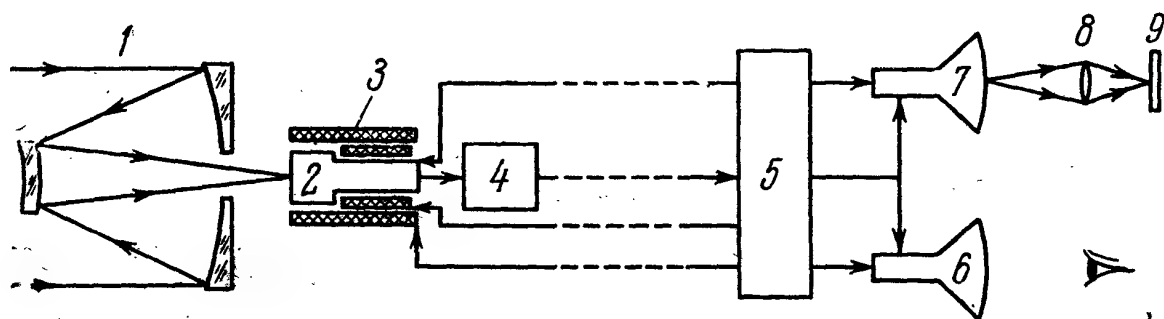


Рис. 48. Блок-схема астрономической телевизионной установки.

1 — телескоп, 2 — передающая телевизионная трубка, 3 — фокусирующая и отклоняющаяся система (ФОС), 4 — предварительный усилитель, 5 — стойка, 6 — кинескоп для визуальных наблюдений, 7 — кинескоп для фоторегистрации, 8 — объектив, 9 — кино- или фотокамера.

вспомогательные устройства. При астрономических наблюдениях обычно используются два кинескопа: один из которых 6 служит для визуальных наблюдений, отождествления и гидрирования, а второй 7 для фотографической регистрации телевизионного изображения, производящегося с помощью объектива 8 и камеры 9. Соответственно исполняемым ими функциям один кинескоп имеет экран с люминофором длительного послесвечения, что облегчает наблюдения при однокадровом считывании, а второй — плоский экран с люминофором быстрого высвечивания, и высокую разрешающую способность. По аналогии с обычным телевидением кинескоп и блоки его питания (развертки, усилитель, источники питания) называют видео-контрольным устройством (ВКУ).

Характерным для астрономической телевизионной системы является наличие специального устройства модуляции работы суперортика и кинескопов. Оно обеспечивает возможность накопления информации в течение времени, превосходящего длительность кадровой

развертки. Для получения разрешающей способности, большей, чем в художественном телевидении, в АТУ применяется стандарт разложения с числом строк $1000 \div 2000$ и более; частота кадров малая и может составлять несколько герц (Ливингстон, 1963; Абраменко, Истомин, Прокофьева, 1970). Для получения снимков с экрана кинескопа, не имеющих строчной структуры, используется одна из систем бесстрочного раstra (Козловский, Макаев, 1964). Того же эффекта можно добиться при экспозициях, в десятки раз превосходящих длительность кадровой развертки, в случае отсутствия синхронизации между кадровой и строчной развертками, что допустимо в замкнутых телевизионных установках.

Принцип работы суперортикона. Схема устройства суперортикона изображена на рис. 49. Условно различают три секции трубки: секция переноса изображения, секция

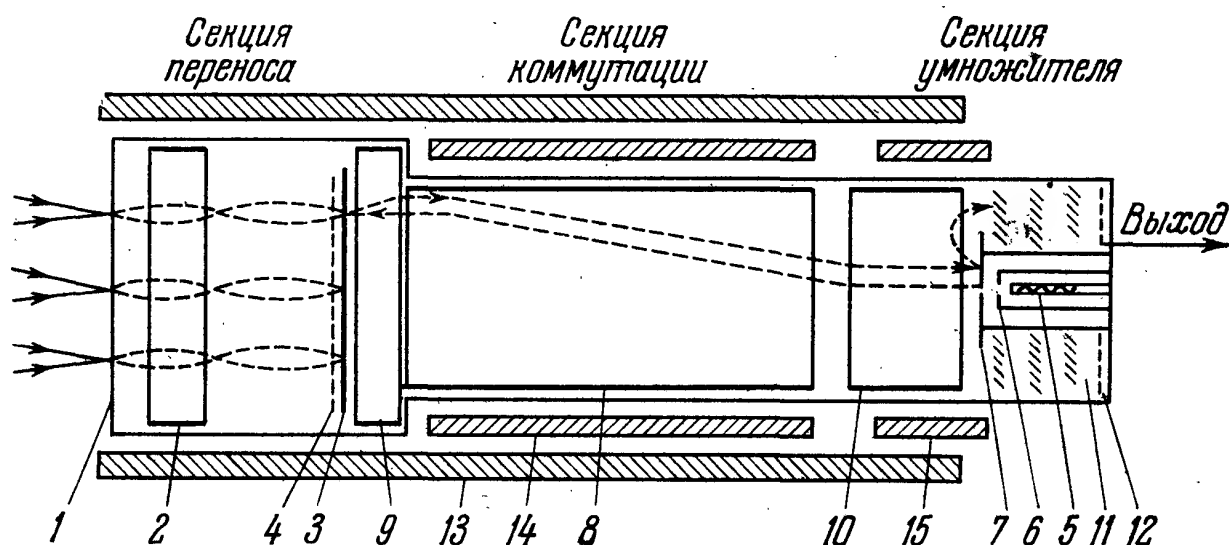


Рис. 49. Схема устройства суперортикона.

1 — фотокатод, 2 — электрод, 3 — мишень, 4 — сетка мишени, 5 — катод, 6 — модулятор, 7 — анод, 8 — фокусирующий электрод, 9 — тормозящий электрод, 10 — цилиндр умножителя, 11 — электронный умножитель, 12 — коллектор, 13 — фокусирующая катушка, 14 — отклоняющие катушки, 15 — корректирующие катушки

коммутации и секция электронного умножителя. В секции переноса оптическое изображение объекта преобразуется в электронное. Эмитированные полупрозрачным фотокатодом суперортикона 1 фотоэлектроны ускоряются в электрическом поле (около 700 в) и фокусируются магнитным полем ФОС (фокусирующая и отклоняющая системы) и полем электрода 2 на мишени 3. Мишень представляет собой тонкую полупроводящую пленку, обладающую вторичной электронной эмиссией с коэффициентом $4 \div 5$.

В отечественных суперортиконах мишень делается из специальных сортов стекла и имеет толщину $1 \div 10$ мк (Гуревич, 1958; Галинский, Венедиктов, Садикова, 1968). В зарубежных суперортиконах она в большинстве случаев делается из окиси магния (Мак-Ги, 1967). Со стороны фотокатода перед мишенью устанавливается специальная мелкоструктурная металлическая сетка 4, назначение которой — улавливать вторичные электроны, выбитые из мишени. Сетка имеет около 10^5 ячеек на квадратный сантиметр и пропускает около 70% электронов, идущих от фотокатода. В рабочих условиях потенциал сетки мишени на несколько вольт выше потенциала мишени. Поэтому основная часть вторичных электронов оседает на сетку. В результате на участках мишени, соответствующих освещенным участкам фотокатода, возникает положительный потенциал (Галинский, 1968). Соответствующий потенциальный рельеф образуется и на ее обратной стороне, обращенной к считывающему пучку.

В секции коммутации происходит считывание потенциального рельефа с мишени. В суперортиконах считывание производится пучком «медленных» электронов: скорость электронов при подходе их к мишени близка к нулю. Секция коммутации содержит электронную пушку (некоторые детали ее расположены в секции умножителя) и электроды фокусировки электронного пучка. Пушка состоит из катода косвенного накала 5, с управляющим электродом (модулятором) 6 и анодом 7. Центральное отверстие в аноде служит апертурной диафрагмой для пучка электронов. Фокусирующий 8 и тормозящий 9 электроды обеспечивают фокусировку электронного пучка и снижение скорости электронов до нулевой вблизи мишени. При сканировании электроны пучка оседают на участках мишени, имеющих положительный потенциал. Отраженный от мишени пучок электронов, возвращающийся на анод, промодулирован по величине тока. Анод 7 является одновременно первым динодом электронного умножителя. Цилиндр умножителя 10 способствует лучшему отбору умножителем электронов, выбитых с анода. Электронный умножитель 11 в суперортиконах обычно делается типа жалюзи, имеет $5 \div 7$ каскадов усиления и обеспечивает усиление сигнала в 10^3 — 10^4 раз. Видеосигнал снимается с коллектора 12.

Фокусирующая и отклоняющая система суперортикона (ФОС) состоит из длинной фокусирующей катушки 13, расположенной вдоль трубки на всем протяжении ее до секции умножителя, и отклоняющих катушек 14, расположенных вдоль узкой части трубки. Для коррекции направления пучка электронов имеются специальные корректирующие катушки 15.

Методы повышения чувствительности телевизионной системы. Суперортиконы обладают недостаточно высокой чувствительностью для наблюдений слабых звезд. Так, информационный выигрыш телевизионной системы, оснащенной трубкой ЛИ-211, составляет всего несколько раз по сравнению с фотографической эмульсией НР-3 (Агапов и др., 1963).

Повышение чувствительности установки производится путем сочленения суперортиконов с одним или несколькими каскадами

ЭОП (Мак-Ги, 1967; Галинский, 1968). На рис. 50 (верхний чертеж) схематически показано сочленение каскадного ЭОП и высокочувствительного суперортикона с помощью светосильной оптической системы, проектирующей изображение с экрана ЭОП на фотокатод суперортикона. Оптическая система использует лишь небольшую часть светового потока, излучаемого экраном ЭОП, поэтому для достаточного усиления яркости приходится использовать каскадные ЭОП. Чувствительность такой системы с применением каскадного ЭОП с мультищелочным фотокатодом была оценена по наблюдениям слабых звезд и оказалась достаточной для регистрации каждого фотоэлектрона (Абраменко и др., 1965). На рис. 50 (средний чертеж) схематически показано сочленение суперортикона с одним каскадом ЭОП, сделанное в одной стеклянной колбе (Мак-Ги, 1967). Чувствительность такой трубки в несколько раз меньше чувствительности комби-

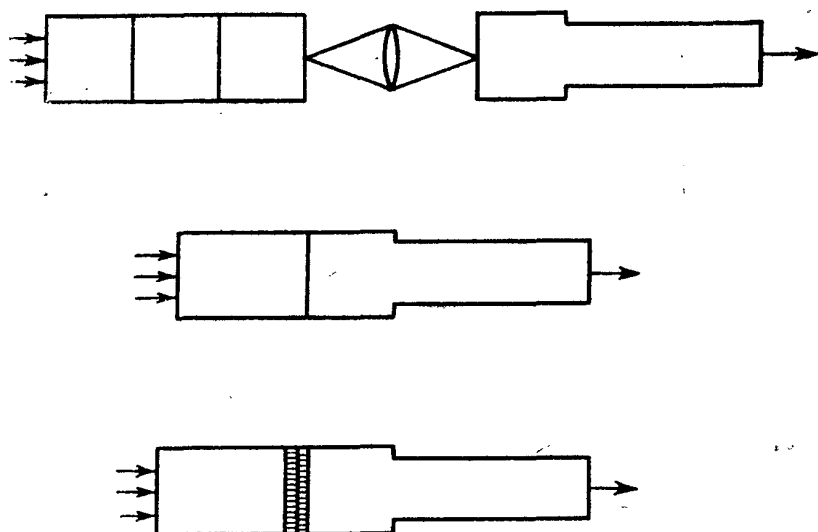


Рис. 50. Схемы сочленения суперортикона с каскадами ЭОП.

нации суперортикона и каскадного ЭОП (Абраменко, Петров, Прокофьева, 1968). Сочленение ЭОП с суперортиконном возможно также путем использования волоконной оптики. В этом случае фотокатод суперортикона и люминофор экрана ЭОП наносятся на специальные планшайбы. Схематически такое сочленение показано на нижнем чертеже рис. 50.

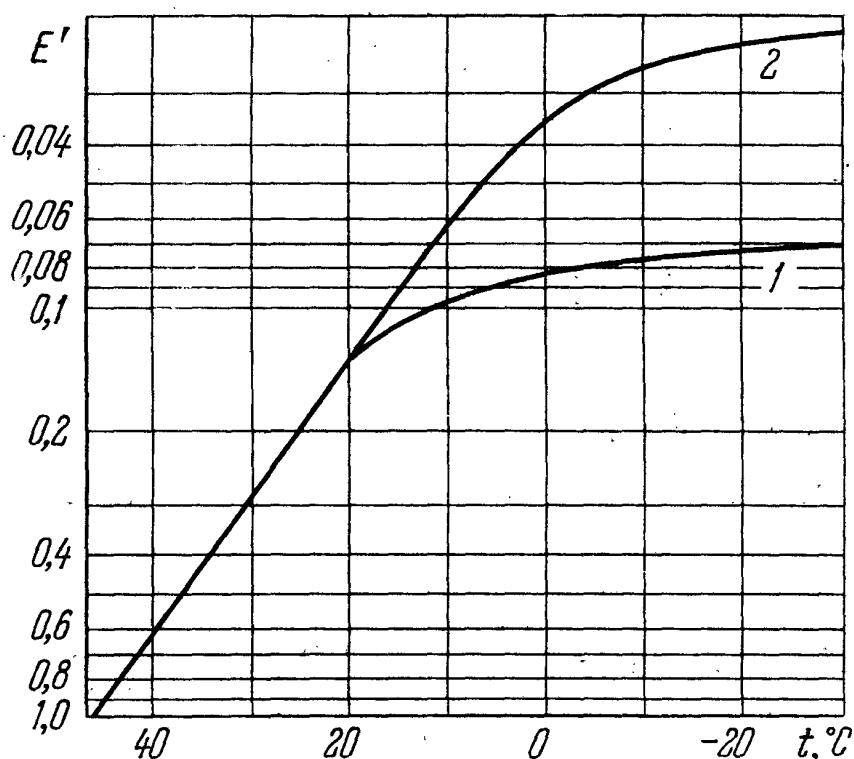


Рис. 51. Температурная зависимость предельно малой освещенности (относительные единицы), регистрируемой суперортиконном, сочлененным с одним каскадом ЭОП (кривая 1) и суперортиконном типа ЛИ-214 (кривая 2).

Отметим, что чувствительность отечественных суперортиконов существенно повышается при их охлаждении (Абраменко, 1968, 1969). На рис. 51 показана температурная зависимость относительного увеличения чувствительности суперортикона, сочлененного в одной колбе с одним каскадом ЭОП. При низких температурах суперортикона становится возможным накопление потенциального рельефа на его мишени в течение продолжительного времени (Абраменко, 1969). На рис. 52 показана температурная зависимость максимального времени накопления, при котором еще выполняется закон взаимозаместимости: $Et = \text{const}$, где E — освещенность фотокатода, t — время накопления потенциального рельефа на мишени. При охлаждении по-

вышается также разрешающая способность суперортиконов (Линвингстон, 1962).

Максимальная проникающая способность, достигнутая в Крымской астрофизической обсерватории на полуметровом телескопе с использованием каскадного ЭОП и телевизионной трубки типа ЛИ 214, работающих при температуре около нуля, составляет 20^m при экспозиции 4 сек (Абраменко и др., 1965). Зарегистрирован световой поток в 80 квантов. Проникающая способность с телевизионной трубкой, сочлененной с одним каскадом ЭОП, примерно на 2^m ниже.

Точность фотометрирования таких слабых звезд ограничивается флуктуациями потока фотоэлектронов, выбитых с фотокатода. Опыт показывает, что по телевизионным снимкам, полученным с экспозициями 2 минуты на полуметровом телескопе, в случае использования каскадного ЭОП и трубки ЛИ 214 можно фотометрировать звезды 17^m в системе B с точностью $\pm 0^m,08$.

Фотометрирование телевизионных снимков звезд. Наиболее простым методом регистрации телевизионных изображений является фотографический (см. рис. 48). В АТУ может быть сделано специальное устройство, управляющее работой кинокамеры или фотокамеры. Масштаб фотографирования подбирается так, чтобы разрешающая способность фоторегистрирующего устройства была несколько лучше разрешающей способности телевизионной системы. Большое усиление сигнала, даваемое телевизионной установкой, позволяет использовать малочувствительные мелкозернистые фотоматериалы, обеспечивающие лучшую точность измерений (Брейдо, 1964). Телевизионные изображения звезд видны на фоне равномерного свечения

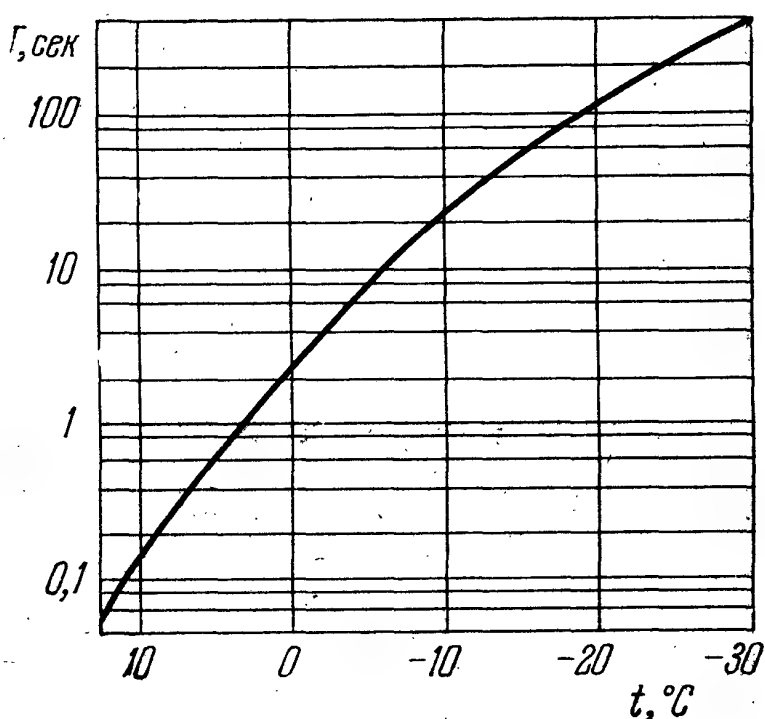


Рис. 52. Температурная зависимость времени накопления на мишени T для суперортикона, сочлененного с одним каскадом ЭОП, при выполнении закона взаимозаместимости.

экрана кинескопа, создаваемого шумами тока пучка суперортикона. На фотоснимках, сделанных с экспозицией, в несколько раз превосходящей длительность кадровой развертки, это свечение создает более или менее равномерный фон. Для регистрации наиболее слабых звезд его плотность должна быть около 0,6, что соответствует наибольшей контрастной светочувствительности фотоматериалов (Баум, 1967; Милликэн, Джатци, 1968). На фотографический кадр обычно экспонируются изображения многих телевизионных кадров ($10 \div 100$ считываний). Это вызвано необходимостью уменьшения влияния шумов суперортикона на точность измерения блеска звезд. Высокочувствительные суперортиконы имеют небольшую величину отношения сигнал/шум. Усреднение информации N телевизионных

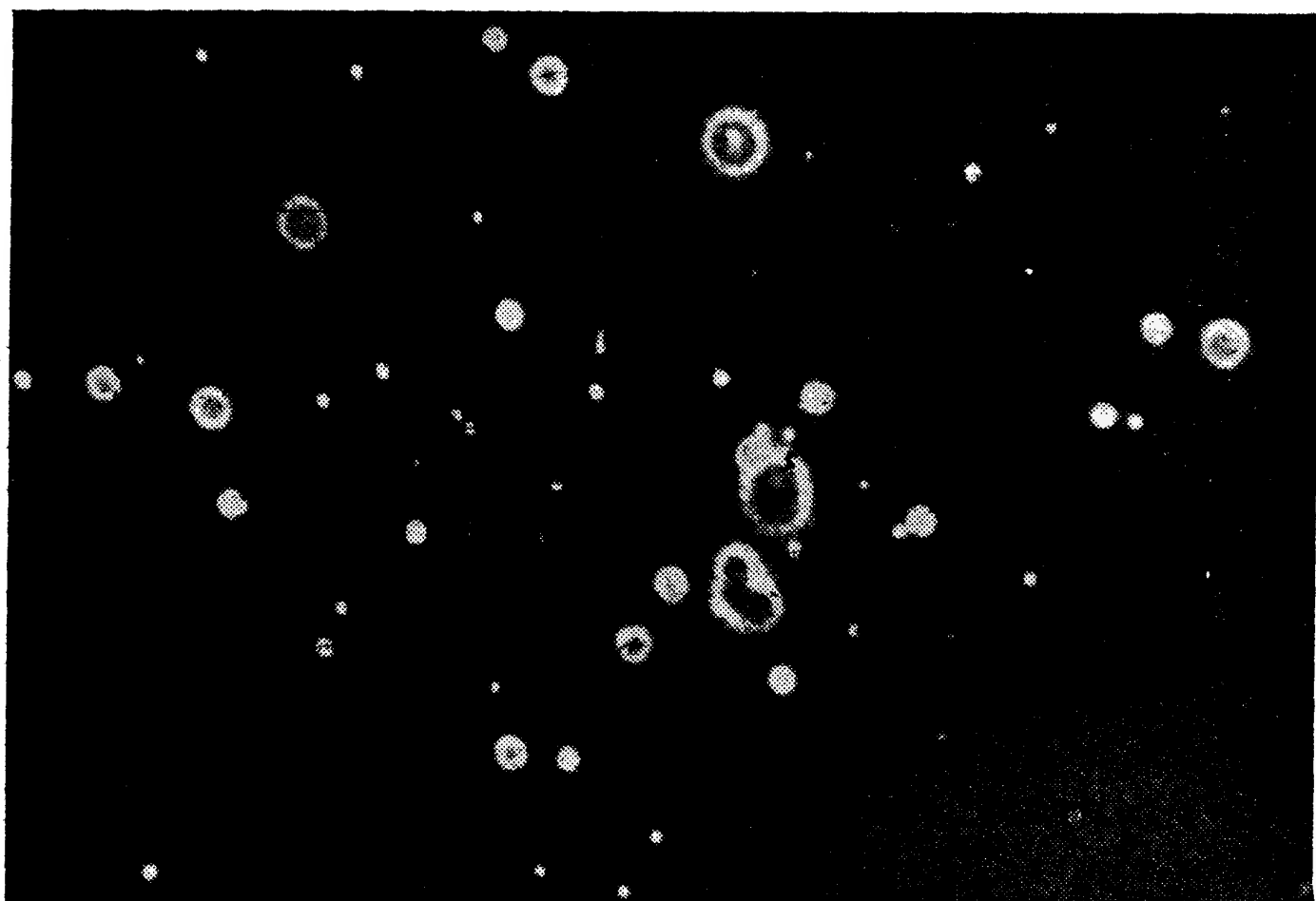


Рис. 53. Снимок скопления χ Per, сделанный на телескопе с диаметром зеркала 20 см с помощью телевизионной трубки типа ЛИ-211 с экспозицией 30 сек.

кадров на одном фотоснимке увеличивает это отношение примерно в $\sqrt{N}$ раз при условии работы в пределах линейного участка характеристической кривой фотоматериала. При заданном числе усредняемых телевизионных

кадров плотность фона на снимках определяется светочувствительностью фотоматериала, яркостью экрана кинескопа и диафрагмой объектива.

Фотометрирование телевизионных снимков звезд производится двумя методами: методом измерения диаметров звездных изображений, применяемом для ярких звезд, и методом измерения почернений в области изображений звезд, применяемом для слабых звезд (Абраменко, Прокофьева, 1968). Необходимость использования двух методов измерений обусловлена характерными особенностями телевизионных изображений звезд. Для иллюстрации на рис. 53 приведен снимок звездного скопления χ Per, на рис. 54

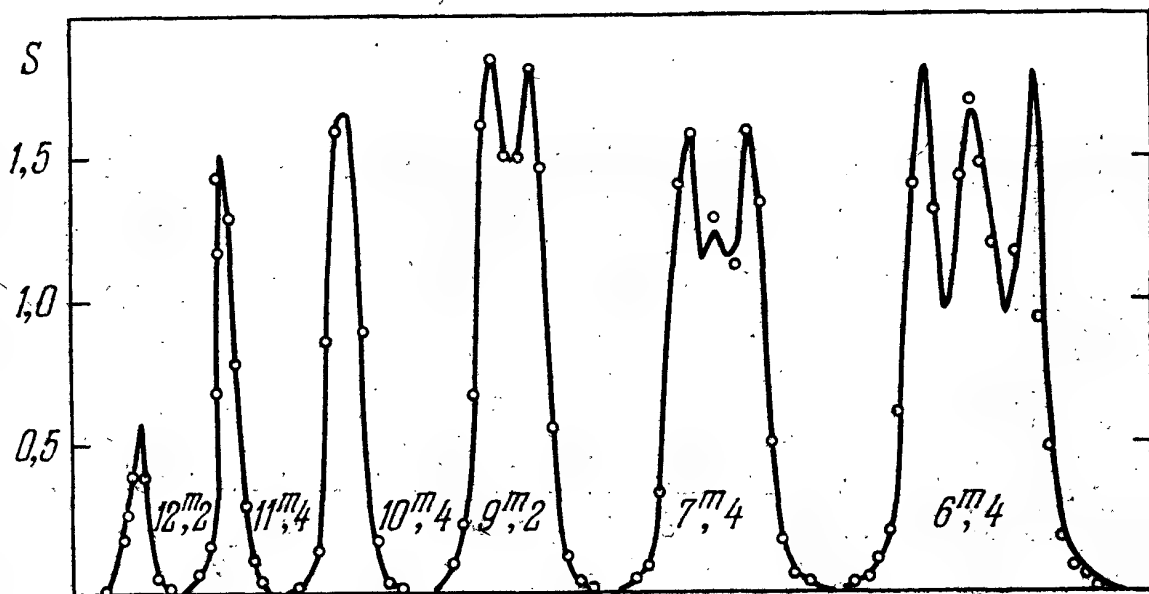


Рис. 54. Фотометрические разрезы телевизионных изображений звезд различной яркости. S — плотность почернения.

фотометрические разрезы изображений звезд различной яркости, а на рис. 55 калибровочные кривые, полученные двумя методами. Из рисунков видно, что в небольшом диапазоне звездных величин ($2 \div 3^m$) для наиболее слабых звезд имеет место увеличение почернения в центре изображения при увеличении блеска звезд. По внешнему виду изображения этих звезд и их фотометрические разрезы не отличаются от таковых при обычном фотографическом методе. Поэтому здесь применимы методы обычной фотографической фотометрии фокальных звездных изображений. Кривая слева на рис. 55 построена таким методом. При переходе к более ярким звездам почернения в центре их изображений больше не увеличивается. Вершина

фотометрического разреза становится плоской, а потом обращенной; изображения ярких звезд имеют форму колец. Опыты определения блеска звезд по диаметрам их изображений были проведены как в СССР так и за рубежом (Ливингстон, 1962; Абраменко, Прокофьева, 1967; Хайнек, Данлэп, 1964). Зависимость диаметров от звездных величин

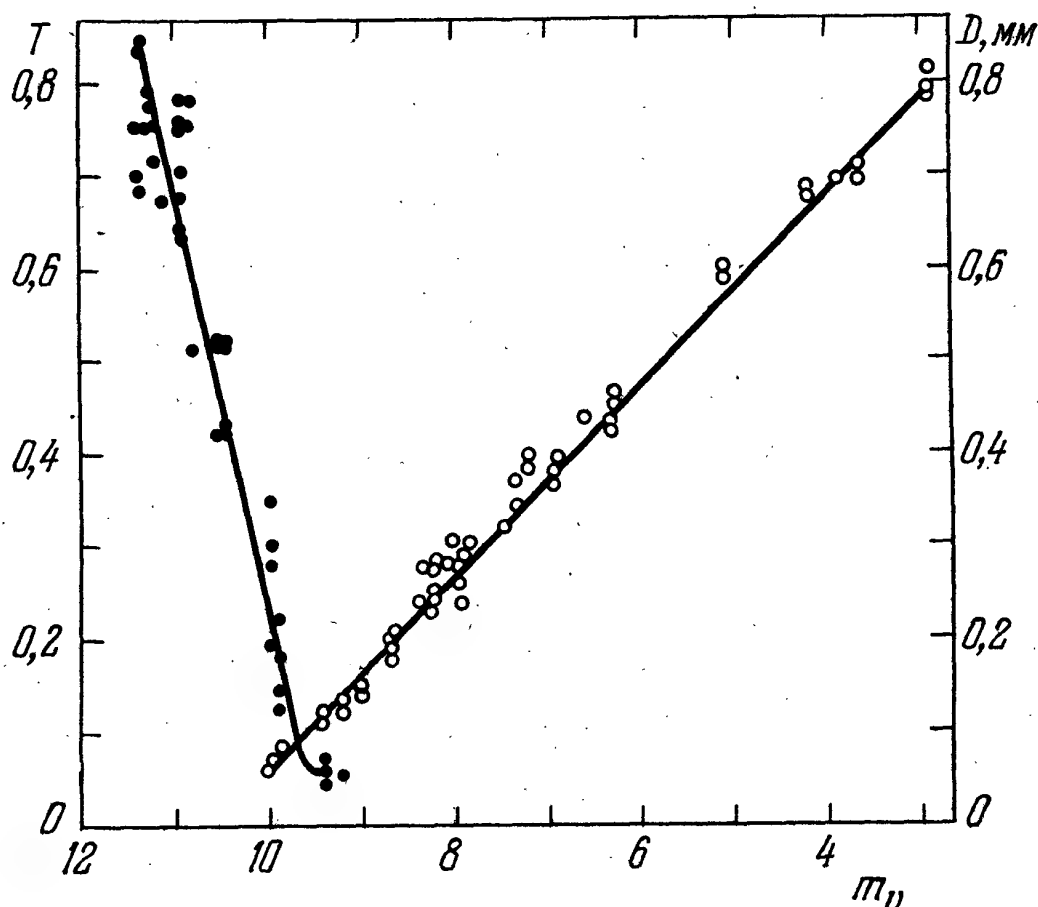


Рис. 55. Калибровочные кривые, полученные методом фотографической фотометрии (точки) и методом измерения диаметров изображений звезд (кружки) по снимкам скоплений χ Пер и Плеяд, сделанным на 20-см телескопе с экспозицией 30 сек с телевизионной трубкой типа ЛИ-211. T — пропускание негатива в области изображений слабых звезд, D — диаметры изображений ярких звезд, m_v — визуальные звездные величины.

оказалась линейной в диапазоне до 7^m (см. кривую справа на рис. 55). С применением обоих методов становится возможным на одном телевизионном снимке измерять блеск звезд в диапазоне до 9^m .

Измерения блеска слабых звезд ведется на приборах, используемых в обычной фотографической фотометрии: на микрофотометре МФ-2, имеющем набор круглых диафрагм, или на ирисовом фотометре (см. главу 3). В обоих

случаях точность измерения, обеспечиваемая этими приборами, достаточно высока. Средняя квадратичная ошибка одного измерения разности блеска двух звезд оказывается равной $\pm 0^m,05$ для более ярких звезд и $\pm 0^m,10$ для более слабых (Абраменко, Истомин, Прокофьева, 1970). Телевизионные снимки позволяют использовать метод глазомерных оценок блеска (Ворошилов, Миронов, 1970). Это существенно повышает скорость обработки, что особенно важно при обилии наблюдательного материала (сотни снимков за одну ночь). Точность глазомерных оценок около $\pm 0^m,1$.

Измерения диаметров изображений ярких звезд производятся на измерительном микроскопе. Точность измерений невысока вследствие трудности точного наведения на край изображения звезды. Обычно диаметр каждого изображения звезды измеряется в двух направлениях и берется среднее значение. Ошибка одного измерения разности блеска двух звезд составляет $\pm 0^m,10 \div 0^m,15$ (Абраменко, Прокофьева, 1967).

Фотометрическая ошибка поля телевизионной системы в отдельных случаях может составлять несколько десятых звездной величины. Участки сильной неравномерности чувствительности легко выявить, осветив входной фотокатод равномерно или спроектировав на него изображения равномерно освещенных отверстий, имитирующих звезды. При точных фотометрических работах изображение такого теста фотографируется каждую ночь. Однако и без учета фотометрической ошибки поля при работе в центральной части (около 60% площади) поля средняя квадратичная ошибка одного измерения блеска звезды составляет около $\pm 0^m,1$ (Прокофьева, 1970).

Примеры телевизионных наблюдений переменных. Телевизионный метод обеспечивает высокую проникающую способность, но обладает малым угловым полем зрения, составляющим всего минуты и десятки минут при наблюдениях слабых звезд. Поэтому он непригоден для службы переменных в больших площадках, которая сейчас успешно ведется фотографическим методом.

Большой выигрыш во времени экспозиции делает телевизионный метод незаменимым при наблюдениях переменных с быстрыми изменениями блеска. Высокий квантовый выход фотокатодов позволяет проводить наблюдения

слабых звезд на телескопах умеренного размера. Телевизионные установки используются для наблюдений короткопериодических и нестационарных звезд, а также для поиска сверхновых (Хайнек, Данлэп, 1964; Абраменко, Прокофьева, 1968б; Хайнек и др., 1966). Приведем несколько примеров телевизионных наблюдений переменных различных типов, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории.

Наблюдения затмения переменной RW Tri (изменение блеска от 13^m до 15^m , согласно данным Уокера (1963)) были проведены на менисковом телескопе МТМ-500 ($D = 0,5$ м, $F = 6,5$ м) (Ефимов, Прокофьева, 1969). Использовался суперортикон, оптически сочлененный с каскадным ЭОП. Наблюдения велись без фильтра; (мультищелочной фотокатод дает цветовую систему с эффективной длиной волны $5100 \text{ \AA}$ для звезд спектрального класса G2). За 40 мин было получено 56 снимков переменной. Обработка наблюдений производилась двумя методами: при большой яркости переменной использовался метод измерения диаметров изображений звезд, при малой — метод обычной фокальной фотометрии. Для получения средних точек усреднялись измерения трех снимков. Полученная кривая приведена на рис. 56.

Существенное сокращение времени экспозиции при телевизионных наблюдениях позволило получить среднюю кривую блеска единичного затмения переменной на телескопе умеренного размера.

На рис. 57 приведены результаты фотографических (внизу) и телевизионных (наверху) наблюдений переменной ES Ser ($P = 8^h 13^m$) типа WUMa в скоплении NGC 188, выполненных на телескопах одинакового размера ($D =$

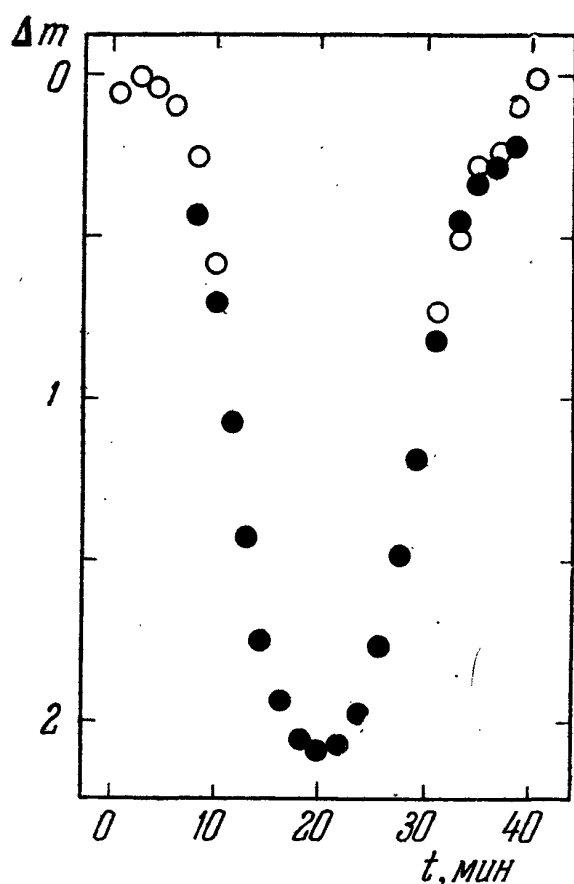


Рис. 56. Кривая блеска единичного затмения переменной RW Tri. Пустые кружки — данные, полученные методом измерения диаметров, заполненные — методом фотографической фотометрии.

$= 0,5$ м) (Абраменко, Истомин, Прокофьева, 1970; Холопов, 1967). Экспозиции при фотографических наблюдениях $30 \div 40$ мин, при телевизионных, сделанных с передающей трубкой, сочлененной с одним каскадом ЭОП (Абраменко, Петров, Прокофьева, 1968) — 2 мин. Для телевизионных наблюдений приведены средние точки

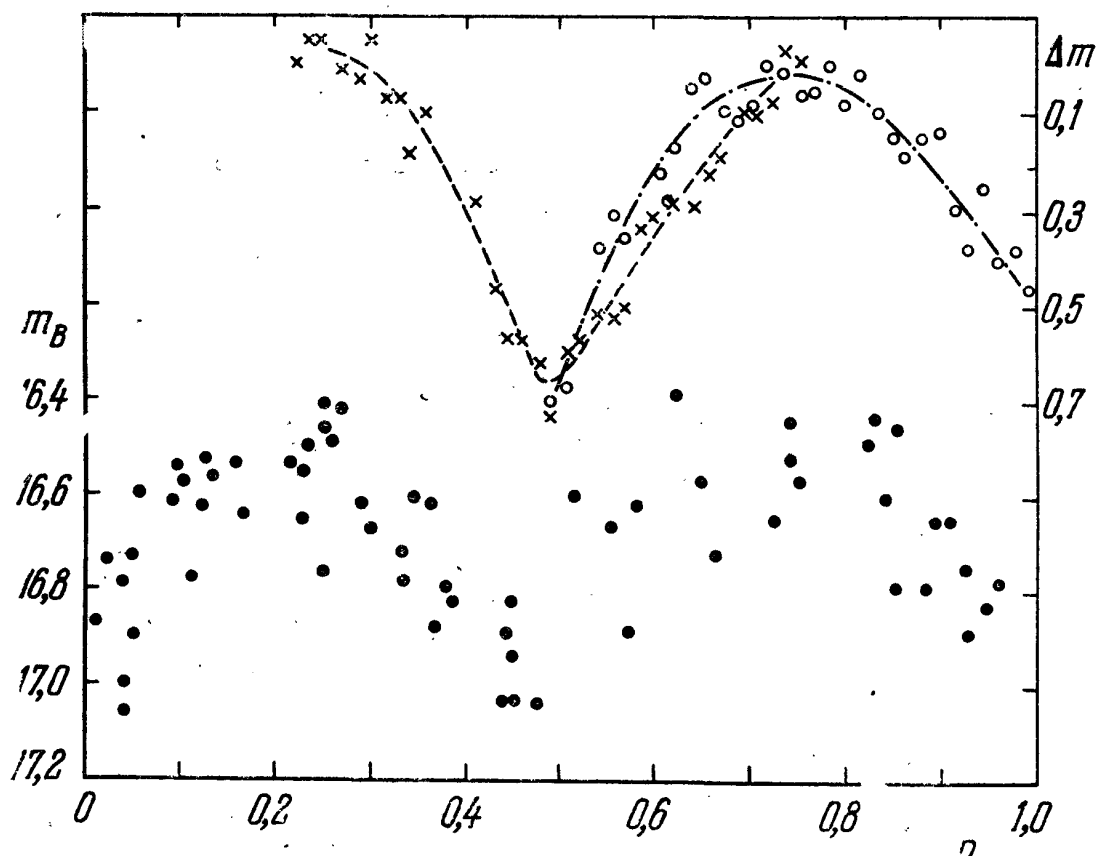


Рис. 57. Результаты телевизионных (кружки и крестики) и фотографических (точки) наблюдений переменной ES Сер, сделанных на телескопах одинакового размера.

кривых блеска, полученных в течение двух ночей, для фотографических — отдельные наблюдения. Сравнение кривых показывает, что новый метод дает бóльшую точность измерений блеска переменной и позволяет выявить изменения формы ее кривой блеска.

Наблюдения затмений переменной V 442 Cas типа Алголя ($P = 3^d 5$) были сделаны зимой 1968—1969 гг. с тем же телескопом (Прокофьева, Епишев, 1969) и с той же передающей телевизионной трубкой, что и наблюдения ES Сер. Мультищелочной фотокатод в комбинации с желтым светофильтром ЖС-12 дал систему желтых звездных величин с эффективной длиной волны $5500 \text{ \AA}$ для звезд спектрального класса G2. Продолжительность экспозиции составляла от 1 до 4 минут. За 6 ночей наблюдений было

сделано 290 фотографий переменной при фазах $0,9—0,0—0,1$. Полученная кривая блеска переменной во время затмения приведена на рис. 58. Каждому значку графика соответствует среднее значение блеска, найденное по измерениям $3 \div 6$ снимков. Высокое временное разрешение

телевизионной системы позволило выявить форму кривой в минимуме блеска.

Телевизионный метод поиска сверхновых в избранных галактиках. Весьма эффективной областью применения телевизионного метода является поиск вспышек сверхновых (Бакос, Хайнек, 1963; Хайнек, Данлэп, 1964; Абраменко, Прокофьева, 1967). Телевидение позволяет производить просмотр галактик с целью обнаружения сверхновых непосредственно во время наблюдений. Изображение галактики, видимое на телевизионном экране, сравнивается со снимком из каталога, сделанного ранее по снимкам, полученным на той же установке. Звезды до 16^m уверенно обнаруживаются при использовании телескопа с диаметром зеркала $0,3$ м и эквивалентным фокусным рас-

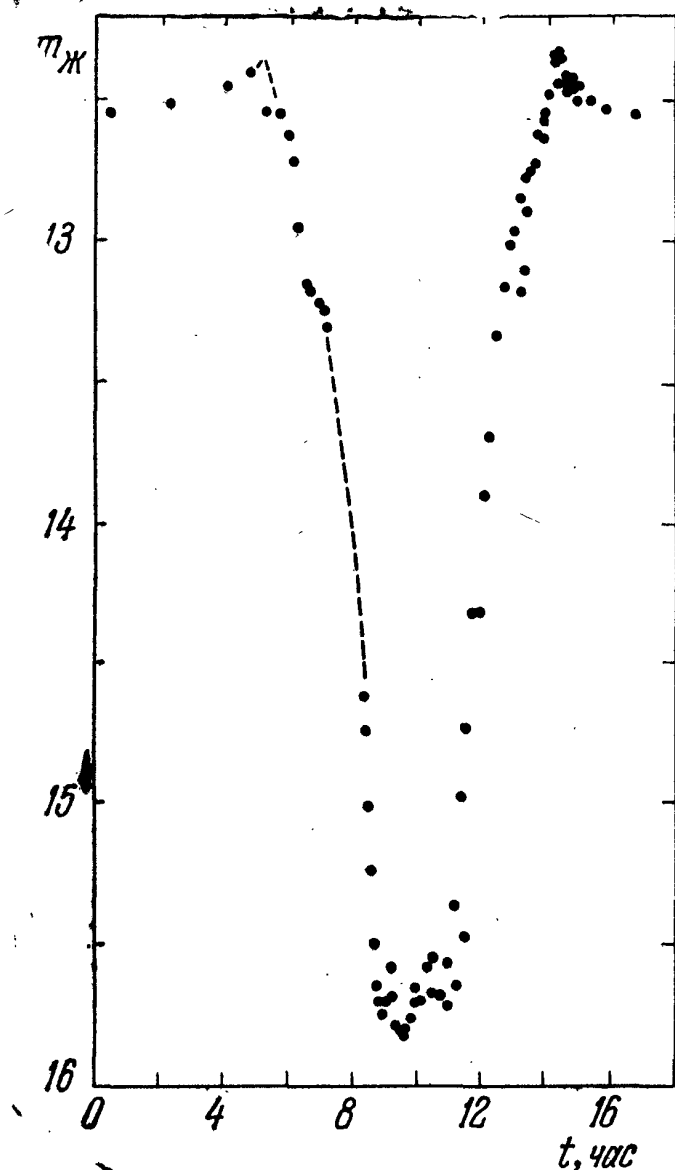


Рис. 58. Кривая блеска главного затмения переменной V 442 Cas.

стоянием 4 м. Первый опыт наблюдений, проведенный в Крымской астрофизической обсерватории, показал, что за ночь можно просмотреть до 160 галактик. Введение некоторой автоматизации наводки телескопа позволит удвоить эту цифру.

Основной целью такого оперативного просмотра галактик является обнаружение вспышки сверхновой на восходящей ветви кривой блеска. Для этого в программу могут быть включены наиболее яркие изолированные галактики типов S_b и S_c , в которых сверхновые вспыхивают

наиболее часто и могут быть достаточно яркими для спектроскопических исследований. На рис. 59 приведены снимки галактики NGC 3389, полученные 2 февраля и 5 марта 1967 г. На втором снимке видна сверхновая, вспыхнувшая в конце февраля. Снимки получены на телескопе MTM-500 с экспозицией 30 сек. Использовалась передающая камера, состоящая из высокочувствительного суперортика и каскадного ЭОП. Аналогичный метод поиска

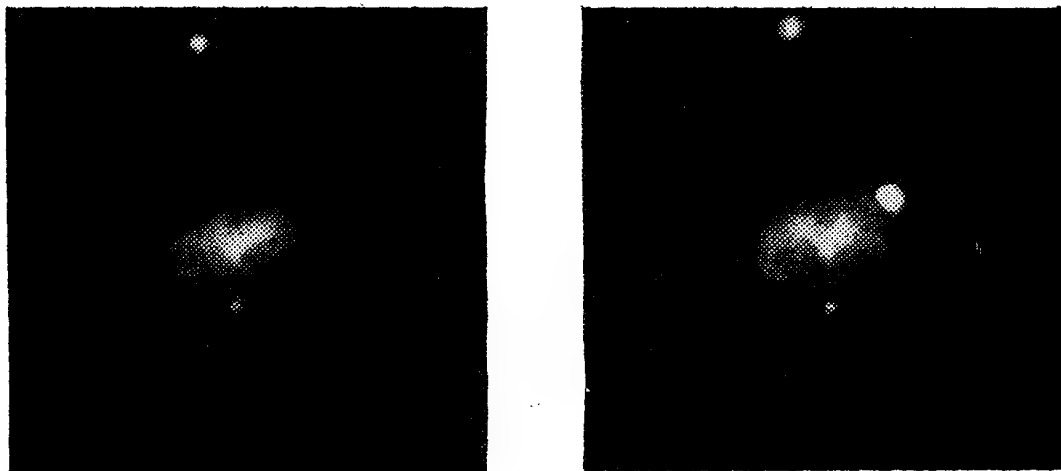


Рис. 59. Снимки галактики NGC 3389 (север сверху, восток слева). На втором снимке к северо-западу от ядра галактики видна сверхновая 13^m5.

сверхновых, основанный на применении телевидения, успешно применяется в США на Дирборнской обсерватории (Данлэп, 1968).

Область применения и перспективы развития телевизионного метода. Телевизионный метод наблюдений стоит особо среди других методов астрономических наблюдений. Он ни в коем случае не заменяет ни один из них. Благодаря своим специфическим особенностям он должен применяться в тех случаях, когда другие методы не дают нужной информации или дают ее при очень большой затрате времени. В области наблюдений переменных звезд это, по-видимому, прежде всего наблюдения слабых звезд, световой поток от которых сравним со световым потоком от свечения ночного неба с площадки, равной изображению звезды. Электрофотометр в этом случае дает большие ошибки измерений, так как световой поток от фона неба через обычно применяемую диафрагму размером около 100 кв. сек.

существенно больше светового потока от звезды, что приводит к ухудшению точности измерения блеска слабых звезд. Применение ЭОП хотя и ускоряет процесс наблюдений, но не обеспечивает увеличения проникающей способности, так как коэффициент передачи контраста ЭОП обычно меньше единицы. Телевизионные системы, обладающие способностью повышения контраста изображения, позволяют регистрировать наиболее слабые звезды на фоне ночного неба.

Применение какой-либо цветовой системы при телевизионных наблюдениях не представляет труда. В ЭОП и передающих трубках обычно используются те же типы фотокатодов, что и в ФЭУ. Наиболее употребительным является мультищелочной фотокатод для видимой области спектра и кислородно-цезиевый для ближней инфракрасной.

В главе 7 приведены данные о светофильтрах, обеспечивающих с мультищелочным фотокатодом цветовую систему, наиболее близкую к системе U, V, W . Возможно использование более узких фильтров, например, для осуществления системы Страйжиса (см. гл. 7).

Благодаря высокой чувствительности телевизионного метода почти все задачи фотометрии переменных звезд можно решать на телескопах небольшого и среднего размеров.

Несколько слов о возможностях технического усовершенствования. В связи с широким развитием космических исследований сейчас интенсивно ведутся работы по разработке новых передающих телевизионных трубок. Недавно создана телевизионная трубка типа секон. Принцип ее работы основан на явлении вторичной электронной проводимости. Секон, являясь трубкой нового типа, обладает высокой чувствительностью, малой инерционностью, работает в широком диапазоне освещенностей без подстройки режима, дает возможность накапливать потенциальный рельеф и хранить его в течение длительного времени (Венедиктов, Малахов, 1968; Шуман, 1968). Получены первые снимки звезд с такой трубкой (Биардслей, Хансен, 1968; Грин, 1968). Фотографии пульсара CP 0532 в Крабовидной туманности в моменты максимума его блеска были получены с помощью секона и ЭОП на 3-м телескопе (Миллер, Вамплер, 1969).

Секон успешно применялся на космических кораблях «Аполлон». Ультрафиолетовый аналог секона — уви-кон — разработан специально для телевизионного телескопа на орбитальной астрономической обсерватории. Получены первые результаты обзора неба в ультрафиолетовой области спектра (Уоттс, 1969). Измерялось также излучение переменной NU Ori ($m_v = 7^m,0$) в областях 1500, 2300 и 2700 Å.

* * *

Использование приборов с электронными методами усиления изображения при наблюдениях переменных звезд позволяет значительно увеличить количество регистрируемой информации. По-видимому, для наблюдений спектров звезд наиболее эффективными являются электронные камеры и различные типы ЭОП. Для прямых снимков звезд предпочтительнее телевизионные системы, позволяющие следить за качеством изображений во время наблюдений и имеющие возможность увеличивать контраст слабых звезд на фоне неба, а также электронные камеры, имеющие большую информативную емкость.

ЛИТЕРАТУРА

- А га п о в Е. С., А н и с и м о в В. Ф., Н и к о н о в В. Б., П р о к о ф ь е в а В. В., С и н е н о к С. М., 1963, Изв. КрАО 30, 3.
- А б р а м е н к о А. Н. 1968, Астрон. цирк. № 476, 6.
- А б р а м е н к о А. Н., 1969, Астрон. цирк. № 497, 3.
- А б р а м е н к о А. Н., А г а п о в Е. С. А н и с и м о в В. Ф., Е ф и м о в Ю. С., Н и к о н о в В. Б., П р о к о ф ь е в а В. В., С и н е н о к С. М., 1965, ДАН СССР 161, № 6, 1999.
- А б р а м е н к о А. Н., И с т о м и н Л. Ф., П р о к о ф ь е в а В. В., 1970, КрАО 41—42, 372.
- А б р а м е н к о А. Н., П е т р о в П. П., П р о к о ф ь е в а В. В., 1968, Астрон. цирк. № 491, 1.
- А б р а м е н к о А. Н., П р о к о ф ь е в а В. В., 1967а, Изв. КрАО 36, 289.
- А б р а м е н к о А. Н., П р о к о ф ь е в а В. В., 1967б, Изв. КрАО 38, 252.
- А б р а м е н к о А. Н., П р о к о ф ь е в а В. В., 1968а, Электр. техника, сер. 4, ЭЛП и ФЭП, вып. 5, 25.
- А б р а м е н к о А. Н., П р о к о ф ь е в а В. В., — Abramenko A. N., Prokofjeva V. V., 1968b, Non-periodic phenomena in Variable stars. IAU Colloquium Budapest.
- А л д у с е в а В. Я., Е с и п о в В. Ф., 1969, АЖ, 46, 113.

- А л п е р н, Б и ж о в и, Д ю ш е н, 1966 — Alpern M., Bijaoui A., Duchesne M., *Advan. Electron. Electron Phys.* 22A, 5.
- Б а к о с, Х а й н е к, 1963 — Bakos G. A., Hynek J. A., *A. Rep. Organ Moutain St. of Deaborn Obs.*
- Б а у м, 1967 — Baum W. В сб. «Методы астрономии», «Мир», 1967, 9.
- Б и а р д с л е й, Х а н с е н, 1968 — Beardsley W. B., Hansen J. R., *AJ* 73, 11.
- Б р а н д, С м и т, 1966 — Brand W. J. L., Smyth M. J., *Advan. Electron. Electron. phys.* 22B, 741.
- Б р а ц л а в е ц, П. Ф., Р о с с е л е в и ч И. А., Х р о м о в Л. И., 1967, «Космическое телевидение», Изд-во «Связь».
- Б р е й д о И. И., *Изв. ГАО* 24, № 177, 171.
- Б у т с л о в М. М., З а в о й с к и й Е. К., К а л и н я к А. А., Н и к о н о в В. Б., П р о к о ф ь е в а В. В., С м о л к и н Г. Е., 1958, *ДАН СССР* 121, 815.
- Б у т с л о в М. М. ред. «Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение», «Мир».
- В е й н б е р г В. Б. Э с т р и н П. И., 1967, *Опт.-механ. пром.* № 7, 1967.
- В е й н б е р г В. Б., С а т т а р о в Д. К., 1969, «Оптика световодов», «Машиностроение», Ленинград.
- В е н е д и к т о в Н. Я., М а л а х о в И. К., 1968, *Техн. кино и телевидения*, № 7, 72.
- В о л к о в И. В., Е с и п о в В. Ф., Щ е г л о в П. В., 1962, *АЖ* 39, 323.
- В о р о ш и л о в Ю. В., М и р о н о в А. В., 1971, *ПЗ* 17.
- Г а л и н с к и й Н. Д., 1968, *Электр. техн., сер. 4, ЭЛП и ФЭП*, вып. 1, 30.
- Г а л и н с к и й Н. Д., В е н е д и к т о в Н. Я., С а д и к о в а Л. И., 1968, *Техн. кино и телевидения*, № 8, 47.
- Г е р ш б е р г Р. Е., Ч у г а й н о в А. Ф. 1966, *АЖ* 43, 1168.
- Г е р ш б е р г Р. Е., Ч у г а й н о в П. Ф., 1967, *АЖ* 44, 260.
- Г л у ш н е в а И. Н., Е с и п о в В. Ф., 1967, *АЖ* 44, 1021.
- Г р и н, 1968 — Green M., *AJ* 73, 11.
- Г р и н с т е й н, А р п, 1969 — Greenstein J. L., Arp H., *Astrophys. Letters*, v. 3, 149.
- Г у р е в и ч С. Б., 1958, «Физические процессы в передающих телевизионных трубках», Физматгиз.
- Д а н л э п, 1968 — Dunlap J. R., *IAU Circ.* N2109.
- Д а н х э м, 1966 — Dunham T., *Advan. Electron. Electron Phys.* 22B, 729.
- Д и б а й Э. А., Е с и п о в В. Ф., 1968, *АЖ* 45, 705.
- Д и б а й Э. А., Е с и п о в В. Ф., П р о н и к В. И., 1966, *АЖ* 43, 907.
- Д ю ш е н, 1967 — Duchesne M., *JO* 50, 123.
- Е с и п о в В. Ф. 1960., *АЖ* 37, 588.
- Е с и п о в В. Ф., 1969 — Кандидатская диссертация, Москва, ГАИШ.
- Е ф и м о в Ю. С., П р о к о ф ь е в а В. В., 1969, *Изв. КрАО* 39, 163.
- З а в о й с к и й Е. К., Б у т с л о в М. М., П л а х о в А. Г., С м о л к и н Г. Е., 1955, *ДАН СССР* 100, 241.

- З а в о й с к и й Е. К., Б у т с л о в М. М., С м о л к и н Г. Е., 1956, ДАН СССР, 111, № 5, 996.
- З е л е н с к и й С. И., М и х а л к о в К. В., ред., 1962, «Системы промышленного телевидения». Сб. статей, Госэнергоиздат.
- И м б е р с о н, 1966 — Emberson D. L., Advan. Electron. Electron Phys. 22A, 129.
- К а т а е в С. И., ред., 1940, «Основы телевидения», Радиоиздат.
- К н а п п е н б е р г е р, Ф р е д е р и к, 1968 — Knappenberger R. H., Frederick L., PASP 80, 96.
- К о з л о в с к и й И., М а к о в е е в В., 1964, «Радио», № 9, 27.
- К о с т ы к о в Ю. В., 1964, «Основы проектирования систем и аппаратуры прикладного телевидения». «Энергия», Москва — Ленинград.
- К р а с о в с к и й, 1955 — Krassovsky V. I., Trans. IAU 9, 693.
- К р о н, Б р е к и н р и д ж, П а п и а ш в и л и, 1965 — Kron G. E., Breckinridge J. B., Papiashvili I. I., PASP 77, 112.
- К р о н, П а п и а ш в и л и, 1966 — Kron G. E., Papiashvili I. I., Advan. Electron. Electron Phys. 22A, 59.
- К р о н, Э й б с, Х е в и т т, 1969 — Kron G. E., Abes H. D., Hewitt A. V., Advan. Electron. Electron Phys. 28 A, 1.
- Л а л л е м а н, 1936 — Lallemant A., C. R. 203, 243.
- Л а л л е м а н, Д ю ш е н, 1951 — Lallemant A., Dusheche M., C. R. 233, 305.
- Л а л л е м а н, 1966 — Lallemant A., Advan. Electron. Electron Phys. 22A, 1.
- Л а л л е м а н, 1969 — Lallemant A., Vistas in Astr. 11, 119.
- Л а л л е м а н, Л е н у в е л ь, 1947 — Lallemant A., Lenouvel F., C. R. 225, 1129.
- Л и в и н г с т о н, 1962 — Livingston W. C., Advan. Electron. Electron Phys. 16, 431.
- Л и в и н г с т о н, 1963 — Livingston W. C., Kitt Peak Nat. Obs. Contr. № 43.
- Л и в и н г с т о н, 1967 — Livingston W. C., Advan. Electron. Electron Phys. 23, 347.
- Л и в и н г с т о н, Л и н д с, Д о у э, 1966 — Livingston W. C., Lynds C. R., Doe L. A., Advan. Electron. Electron Phys. 22B, 705.
- Л и н д с, 1969 — Lynds C. R., AJ 157, 11.
- Л и н д с, С т о к к о н, Л и в и н г с т о н, 1965 — Lynds C. R., Stockon A. N., Livingston W. C., ApJ 142, 1667.
- Л и с и ц а М. П., Б е р е ж и н с к и й Л. И., В а л а х М. Я., 1968, «Волоконная оптика», Киев.
- Л э н д о л т, 1968 — Landolt A. U., AJ 153, 151.
- М а к - Г и, 1967 — McGee J. D. В сб. «Методы астрономии», «Мир», Москва, стр. 260.
- М а к - Г и, Э р е й, А с л а м, П а у э л л, К а т п о л е р, 1966 — McGee J. D., Airey R. W., Aslam M., Powell J. R., Cathpoler C. E., Advan. Electron. Electron Phys., 22A, 113.
- М а к - Г и, К о г а л и, Г а н с о н, Б а у м, 1966 — McGee J. D., Khogali, Ganson A., Baum W. A., Advan. Electron. Electron Phys. 22A, 11.

- Мельников О. А., Слюсарев Г. Г., Марков А. В., Купревич Н. Ф., 1968, «Современный телескоп», «Наука», Москва.
- Милликэн, Джатци, 1968 — Millikan A. G., Yutzy C., AJ 73, 193.
- Миллер, Вамплер, 1969 — Miller J. S., Wampler E. J., Nature 221, № 5185, 1037.
- Пауэлл, Трамбуу, Линдс, 1969 — Powell J. R., Trumbo D. E., Lynds C. R., PASP 81, 601.
- Проккофьева В. В., 1970, Изв. КрАО 41 — 42, 367.
- Проккофьева В. В., Епишев В. П., 1969 — Prokofieva V. V., Epishev V. P., IAU Inf. Bull. Var. Stars, № 376.
- Рэндолл, 1966 — Randall R. P., Advan. Electron. Electron Phys. 22A, 87.
- Уокер, 1963 — Walker M. F., AJ 137, 458.
- Уокер, 1965 — Walker M. F., Sky and Tel. 29, 23.
- Уокер, 1966 — Walker M. F., Advan. Electron. Electron Phys. 22B, 761.
- Уокер, Лаллеман, Дюшен, 1960 — Walker M. F., Lallemant A., Duchesne M., C. r. Akad. Sci. 250, № 6, 975.
- Уокер, Поппер, 1964 — Walker M. F., Popper D. M., AJ 139, 168.
- Уокер, Чинкарини, 1968 — Walker M. F., Chincarini G., AJ 154, 157.
- Уоттс, 1969 — Watts R. N., Sky and Tel. 37, 280.
- Форд, 1966 — Ford W. K., Advan. Electron. Electron Phys. 22B, 697.
- Фредерик, Фэй, Джонсон, 1966 — Frederick L. W., Fay T. D., Johnson H. R., Advan. Electron. Electron Phys. 22B, 723.
- Хайнек, Бакос, Данлэп, Пауэрс, 1966 — Hynek J. A., Bakos G., Dunlap I. R., Powers W., Advan. Electron. Electron Phys. 22B, 713.
- Хайнек, Данлэп, 1964 — Hynek J. A., Dunlap J. R., Sky and Tel. 28, № 32.
- Халфин А. М., 1958, Техн. кино и телевидения, № 9, 10.
- Хевитт, Милсон, Станден, 1968 — Hewitt A. V., Milson A. S., Standen P. R., Obs. 88, 262.
- Хилтнер В. А., ред., 1967а «Методы астрономии», «Мир», Москва.
- Хилтнер В. А., 1967б в сб. «Методы астрономии», «Мир», Москва, стр. 293.
- Холопов П. Н., Шаров А. С., 1967, Астрон. цирк. № 426, 5.
- Шевченко В. С., 1967, Нестационарные звезды в Т-ассоциациях. Изд. Узб. ССР. Ташкент, стр. 41.
- Шмаков П. В., ред., 1965, «Телевидение», Общ. курс. «Связь».
- Шопинэ, Дюфло, 1967 — Chopinet M., Duflot R., JO 50, 45.
- Шуман Н., 1968 — Schumann J. D., AG Mitt., № 25, 161.
- Щеглов П. В., 1963, «Электронная телескопия», Физматгиз, Москва.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н. М. Шаховской

§ 1. Введение

1. Основная задача наблюдательной астрофизики — получение максимального количества информации из достигающего Земли излучения космических объектов. Каждый квант излучения характеризуется направлением распространения, частотой и состоянием поляризации. Поэтому изучение распределения излучения переменных звезд по состояниям поляризации является необходимым условием полного использования содержащейся в нем информации.

Современный этап изучения поляризации света звезд начался около 20 лет назад с открытия Хилтнером (1949а), Холлом (1949) и Домбровским (1949) межзвездной поляризации света. История поляризационных наблюдений переменных звезд еще короче: первые данные, свидетельствующие о наличии у некоторых звезд переменной поляризации их собственного излучения, были получены в середине пятидесятых годов, а систематические наблюдения поляризации света переменных звезд различных типов начались только в шестидесятых годах. Тем не менее к настоящему времени изменения поляризации надежно установлены у нескольких десятков звезд, относящихся ко всем основным классам переменных: затменных, пульсирующих (звезды типа Миры Кита, полуправильные переменные и звезды типа RV Tau) и эруптивных (Новые, Ве-звезды, звезды типов R CrB и T Tau). Исследование поляризации излучения некоторых звезд уже позволило получить ряд интересных результатов, существенно дополняющих наши знания об этих звездах. Сейчас уже нет сомнений, что поляризационные наблюдения переменных звезд разных типов, в особенности выполняемые

комплексно со спектральными и фотометрическими наблюдениями, являются новым перспективным методом изучения явлений, связанных со звездной переменностью.

2. С методической точки зрения поляризационные наблюдения всегда сводятся к измерению различий в интенсивности света с различными состояниями поляризации и являются частным случаем фотометрических наблюдений. Поэтому в настоящей главе мы подробно рассмотрим только вопросы, связанные со спецификой фотоэлектрических поляризационных наблюдений и их обработки. Эта специфика вызвана главным образом малой величиной измеряемых различий в интенсивности и необходимостью тщательного учета влияния инструментальных и аппаратных эффектов, искажающих результаты измерений. Все, что изложено в главах о фотоэлектрической фотометрии о конструкциях звездных электрофотометров, технике регистраций фототоков и т. д., в основном применимо и к поляризационным наблюдениям.

§ 2. Общие положения

Основные определения и формулы. Естественным или неполяризованным светом мы называем излучение, удовлетворяющее следующим условиям: 1) интенсивности излучения с колебаниями в любых направлениях равны; 2) колебания в любых направлениях полностью некогерентны.

Если хотя бы одно из этих условий не выполняется, то мы имеем по крайней мере частично поляризованный свет. Важнейшим для нас видом поляризованного излучения является линейно поляризованный свет, для которого интенсивность излучения с определенным направлением колебаний θ максимальна, а для направления $\theta + 90^\circ$ равна нулю. Другим частным случаем будет свет, поляризованный по кругу, у которого колебания в двух взаимно перпендикулярных плоскостях имеют равную интенсивность и постоянную разность фаз, составляющую $\pm 90^\circ$. Частично поляризованный свет с интенсивностью J можно рассматривать как смесь естественного света с интенсивностью J_E и поляризованного с интенсивностью J_P . Долю поляризованного света в этой смеси мы называем

степенью поляризации p :

$$p = \frac{J_P}{J} = \frac{J_P}{J_E + J_P}. \quad (6.1)$$

В дальнейшем под p мы будем обычно понимать степень линейной поляризации.

Наиболее полное и удобное описание состояния поляризации данного светового пучка может быть выполнено с помощью четырех параметров Стокса. Пусть интенсивности излучения с колебаниями в направлении 0° , 45° , 90° и 135° в выбранной системе отсчета равны J_1 , J_2 , J_3 , J_4 . Тогда для света с произвольной линейной поляризацией параметры Стокса будут равны:

$$\left. \begin{aligned} I &= J_1 + J_3 = J_2 + J_4, \\ Q &= J_1 - J_3 = I_p \cos 2\theta, \\ U &= J_2 - J_4 = I_p \sin 2\theta, \\ V &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

где θ — позиционный угол плоскости преимущественных колебаний. Параметр $I > 0$ характеризует полную интенсивность светового пучка, параметры Q и U — интенсивности линейно поляризованной составляющей с различными направлениями колебаний, а параметр V дает интенсивность света, поляризованного по кругу. Для естественного света $Q = U = V = 0$. Степень поляризации p и направление плоскости преимущественных колебаний θ легко выражаются через параметры Стокса:

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}; \quad \operatorname{tg} 2\theta = \frac{U}{Q}. \quad (6.3)$$

В звездной поляриметрии угол θ обычно отсчитывается против часовой стрелки от направления на север в экваториальной системе координат.

Основным свойством параметров Стокса является аддитивность сложения их при суперпозиции некогерентных световых пучков: параметры Стокса смешанного пучка равны алгебраической сумме соответствующих параметров для компонент этого пучка. Другое важное свойство параметров Стокса связано с законом преобразования

их при прохождении произвольного оптического устройства. При этом параметры Стокса входящего и выходящего луча связаны матричными уравнениями:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

или

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= m_{11}I_0 + m_{12}Q_0 + m_{13}U_0 + m_{14}V_0, \\ Q_1 &= m_{21}I_0 + m_{22}Q_0 + m_{23}U_0 + m_{24}V_0, \\ U_1 &= m_{31}I_0 + m_{32}Q_0 + m_{33}U_0 + m_{34}V_0, \\ V_1 &= m_{41}I_0 + m_{42}Q_0 + m_{43}U_0 + m_{44}V_0. \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

Матрица $\| m_{ij} \|$, характеризующая последовательное прохождение света через несколько оптических элементов, может быть получена путем перемножения матриц для этих элементов. Более подробное описание свойств параметров Стокса и матриц оптических устройств, применяющихся для анализа поляризованного света, можно найти в обзоре Серковского (1962) и книге Шерклиффа (1965).

Наряду с описанными параметрами I , Q , U , V , имеющими размерность интенсивности, часто целесообразно использовать безразмерные параметры Стокса $q = \frac{Q}{I} = p \cos 2\theta$ и $u = \frac{U}{I} = p \sin 2\theta$. (Их также часто обозначают p_x , p_y .) Как и степень поляризации, эти параметры обычно выражают в процентах. Безразмерные параметры Стокса особенно удобно использовать при сложении поляризаций в случае прохождения света через несколько частично поляризующих сред (например, при сложении поляризации собственного излучения звезды с межзвездной или инструментальной поляризацией). Точные формулы для решения этой задачи можно получить с помощью соответствующих матриц. Эти формулы для общего случая оказываются довольно громоздкими и неудобными для использования. Но для случая сложения малых поляри-

заций удобно пользоваться приближенными формулами:

$$q \approx q_1 + q_2; \quad u \approx u_1 + u_2, \quad (6.6)$$

где (q, u) — параметры поляризации света с исходными параметрами (q_1, u_1) , прошедшего через среду, вносящую

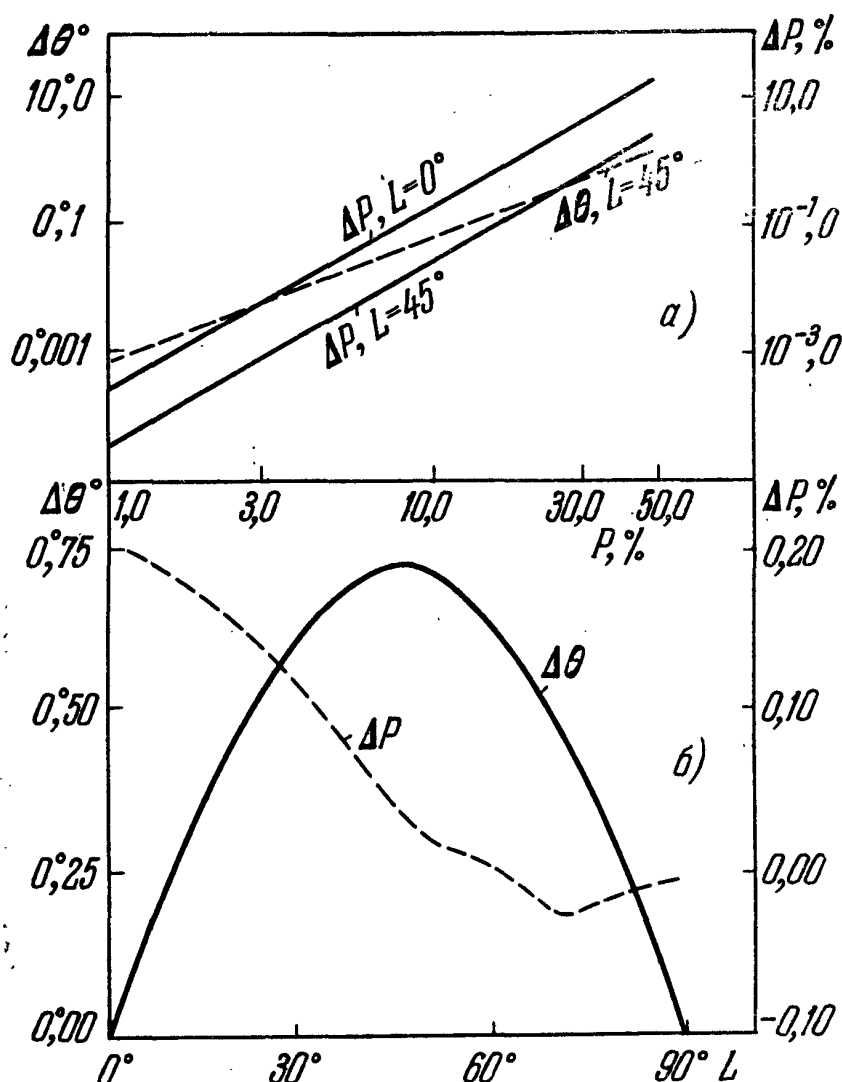


Рис. 60. Погрешности приближенных формул (6.6) сложения поляризаций для случая $p_1 = p_2 = p_0$: а) зависимость погрешностей в степени поляризации Δp и погрешностей в позиционном угле $\Delta \theta$ от величины p_0 для $L = \theta_2 - \theta_1 = 0^\circ$ и $L = 45^\circ$; б) зависимость Δp и $\Delta \theta$ от L для $p_0 = p_1 = p_2 = 10\%$.

поляризацию с параметрами (q_2, u_2) . Погрешности приближенных формул (6.6) пренебрежимо малы в большинстве случаев, практически встречающихся в звездной поляриметрии. Так, при $\{p_1, p_2\} \leq 0,05 = 5\%$ отличия найденных по (6.6) величин q и u от их истинных значений не превышают 0,025%, а при $\{p_1, p_2\} \leq 0,1 = 10\%$ — меньше 0,2%. На рис. 60 приведены значения максимальной возможной погрешности формул (6.6) для различных величин параметров поляризации.

Поляризационные анализаторы. Для анализа состояния поляризации света и измерения параметров поляризации необходимо использовать поляризационные анализаторы — устройства, выделяющие свет с определенным состоянием поляризации. Основным элементом всех типов анализаторов являются поляризаторы, пропускающие колебания с одним направлением и поглощающие (задерживающие) колебания с ортогональным направлением. Интенсивность света с параметрами Стокса I_0, Q_0, U_0, V_0 , прошедшего через идеальный поляризатор, описывается формулой

$$J = \frac{1}{2} (I_0 + Q_0 \cos 2\varphi + U_0 \sin 2\varphi) = \\ = \frac{1}{2} I_0 [1 + p_0 \cos 2(\varphi - \theta_0)], \quad (6.7)$$

где φ — положение плоскости колебаний, пропускаемых поляризатором (или главной плоскости поляризатора) в выбранной системе отсчета, θ — положение плоскости преимущественных колебаний исследуемого света в той же системе. Отметим, что с помощью одного только поляризатора нельзя отличить естественный свет от света, поляризованного по кругу.

Ближе всего к свойствам идеального поляризатора в широком спектральном интервале приближаются поляризационные призмы из двупреломляющих кристаллов (исландского шпата или кварца). Наилучшими свойствами обладают призмы из кварца с воздушным промежутком типа призмы Глана; склеенные призмы типов Аренса, Глазбрука, Франка-Риттера и другие могут сильно поглощать свет с $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ (в особенности при склейке канадским бальзамом). Из-за высокой стоимости, больших размеров и трудности юстировки поляризационных призм они часто заменяются дихроичными пленочными поляризаторами — поляроидами. Большинство широко распространенных поляроидов являются хорошими поляризаторами только в ограниченной области спектра (обычно в визуальной области). Существуют специальные типы поляроидов как для ультрафиолетовой, так и для инфракрасной областей. Но даже у лучших поляроидов пропускание хуже, чем у поляризационных призм. Уклонение свойств используемого поляризатора от идеального иног-

да необходимо учитывать при редукции поляризационных наблюдений.

Кроме простых поляризаторов, дающих на выходе один световой пучок с определенным направлением колебаний, в звездной поляриметрии используются двойные анализаторы, дающие два пространственно-разделенных пучка со взаимно ортогональными направлениями колебаний. В качестве двойного анализатора чаще всего используется поляризационная призма Волластона; недавно Кларк (1965) предложил новый тип поляризационной призмы, имеющий ряд преимуществ перед призмой Волластона.

В некоторых методах измерения поляризации поляризатор должен занимать фиксированное положение. В этих случаях для выделения света с определенным направлением колебаний возможно применять оптическое вращение плоскости поляризации исследуемого света с помощью двупреломляющей фазовой пластинки. Чаще всего употребляется полуволновая пластинка $\lambda/2$, создающая сдвиг фаз в 180° между колебаниями в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Интенсивность света, прошедшего через полуволновую пластинку и поляризатор, можно записать в виде

$$J = \frac{1}{2} (I_0 + Q_0 \cos 4\varphi + U_0 \sin 4\varphi) = \\ = \frac{1}{2} I_0 [1 + p_0 \cos (4\varphi - 2\theta_0)], \quad (6.8)$$

где φ — угол поворота пластинки $\lambda/2$ относительно поляризатора, главная плоскость которого принята за начало отсчета углов. Иногда может использоваться четвертьволновая фазовая пластинка $\lambda/4$, создающая сдвиг фаз на $\pm 90^\circ$. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, состоящий из четвертьволновой пластинки и поляризатора, равна

$$J = \frac{1}{2} \left[I_0 + \frac{1}{2} Q_0 (1 + \cos 4\varphi) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} U_0 \sin 4\varphi - V_0 \sin 2\varphi \right] = \\ = \frac{1}{2} I_0 \left[1 + \frac{1}{2} q_0 + \frac{1}{2} p_0 \cos (4\varphi - 2\theta_0) - p_v \sin 2\varphi \right], \quad (6.9)$$

где p_v — степень круговой поляризации. Такой составной анализатор можно использовать для измерения как линейной, так и круговой поляризации.

Обычные кристаллические (кварцевые) фазовые пластинки обеспечивают заданный сдвиг фазы (180 или 90°) только в узком интервале длин волн порядка $100\text{--}200\text{ \AA}$, и непригодны для работы в широких спектральных областях. В последние годы было предложено несколько типов ахроматических фазовых пластинок или эквивалентных им устройств, дающих почти постоянный сдвиг фазы в широкой спектральной области. Свойства различных типов ахроматических фазовых пластинок рассмотрены Кларком (1967). Но все типы ахроматических фазовых пластинок очень трудны для изготовления и пока еще не получили широкого распространения.

Вместо фазовой пластинки иногда применяется электрооптический анализатор (кристалл ADP или KDP), вносящий переменную разность фаз в зависимости от приложенного к нему электрического поля. Более полное рассмотрение свойств различных поляризаторов, фазовых пластинок и других устройств можно найти в книге Шерклиффа (1965).

§ 3. Основные методы измерения поляризации света звезд

Классификация методов. В течение 20 лет развития фотоэлектрических методов измерения поляризации света звезд различными авторами было предложено более десяти принципиально различных типов звездных поляриметров. Почти каждый из применявшихся методов имеет свои достоинства и свои недостатки. Все эти методы можно разбить на группы по различным признакам. Прежде всего все методы измерения линейной поляризации разделяются на абсолютные, в которых непосредственно измеряется полная интенсивность света при различных положениях плоскости колебаний, и дифференциальные, где измеряется разность соответствующих интенсивностей. Последние методы всегда требуют специальной калибровки. Далее, методы можно разделить на одноканальные, использующие простой поляризатор и один приемник излучения (ФЭУ), и двухканальные с двойным анализатором

(призмой Волластона) и двумя приемниками излучения. В соответствии с характером вращения анализатора методы делятся на непрерывные, когда анализатор непрерывно вращается с постоянной угловой скоростью, и дискретные, в которых анализатор последовательно занимает ряд фиксированных положений. Наконец, в зависимости от способа регистрации фототока можно различать методы, основанные на технике усиления токов и на технике счета импульсов (фотонов).

В таблице 17 перечислены все основные описанные в литературе и проверенные на практике методы измерения линейной поляризации света звезд с разделением их по указанным признакам (стр. 208).

Методы непосредственного отсчета. Простейшим, но тем не менее достаточно эффективным методом измерения линейной поляризации света звезд является непосредственное измерение интенсивности света при различных дискретных положениях поляризатора. Изменения интенсивности при повороте поляризатора описываются формулой (6.7). В принципе для определения трех независимых параметров (I , Q и U или I , p и θ) достаточно провести измерения при трех положениях поляризатора, например, при $\varphi = 0, 60$ и 120° (метод Фесенкова). Но все авторы, применявшие такую методику при наблюдениях звезд, проводили измерения при значительно больших, от 8 до 20, положениях поляризатора. Для уменьшения влияния не связанных с поляризацией изменений светового потока (переменность блеска звезды, изменения атмосферной экстинкции, неточности гидрировки) обычно вслед за измерением при позиционном угле поляризатора φ сразу же проводится измерение при угле $\varphi + 90^\circ$. При обработке наблюдений исследуется зависимость величины

$$\frac{J_\varphi - J_{\varphi+90^\circ}}{J_\varphi + J_{\varphi+90^\circ}} = q \cos 2\varphi + u \sin 2\varphi = p \cos 2(\varphi - \theta) \quad (6.10)$$

от угла φ , и графически или аналитически определяются q и u или p и θ . Подробное описание такой методики дано Хилтнером (1949b, 1962), Серковским (1962) и Домбровским (1957, 1965). Главное достоинство описанного метода заключается в его простоте. Аппаратура для таких наблюдений может быть легко создана на основе любого

Т а б л и ц а 17

Методы измерения линейной поляризации света звезд

Методы	Вращение анализатора	Однолучевые	Двухлучевые
Абсолютные	Непрерывное	Григорян (1959) Лоден (1961) Лайнерт и др. (1967) Шаховской и Ефимов (1971)	
	Дискретное	Хилтнер (1949b) Домбровский (1957) Домбровский и др. (1965)	Герельс и Теска (1960) Кларк (1965) Аппенцеллер (1967) Холл (1968)
Дифференциальные	Непрерывное	Холл и Майкезелл (1950) Шаховской и Димов (1962) Бибкок (1962)	
	Дискретное		Хилтнер (1951, 1962) Бэр (1956) Кларк (1965) Эльвиус и Энгберг (1967)

хорошего звездного электрофотометра. Другим достоинством является отсутствие калибровки, всегда вносящей дополнительные ошибки и требующей дополнительных затрат наблюдательного времени. Основной недостаток метода — неполное исключение не связанных с поворотом поляризатора изменений интенсивности света, что ограничивает применение его для наблюдений звезд с очень быстрыми изменениями блеска и в ночи с нестабильной прозрачностью атмосферы. Кроме того, значительная

часть наблюдательного времени обычно расходуется непроизводительно — на установку поляризатора в различные положения.

Последний недостаток устранен в поляриметрах, описанных Григоряном (1959) и Лоденом (1961). В этих приборах поляризатор непрерывно вращается с небольшой скоростью (1 оборот за 1—3 *минуты*) и регистрирующий прибор записывает синусоиду, соответствующую поляризованной составляющей света звезды. Но все флуктуации светового потока, не связанные со вращением поляризатора, в полной мере сказываются на результатах наблюдения. В результате точность данного метода несколько хуже, чем у методов, использующих дискретные положения поляризатора.

Двухлучевые поляриметры. В 1951 г. Хилтнер (1951) показал, что использование двухлучевого поляриметра с призмой Волластона и двумя фотоумножителями может существенно повысить точность поляризационных наблюдений достаточно ярких звезд. При измерении ярких звезд основным источником случайных ошибок являются атмосферные мерцания. Так как мерцания одинаково влияют на интенсивность света с различными плоскостями колебаний, то, измеряя разности интенсивностей света с взаимно ортогональными направлениями колебаний, можно существенно уменьшить влияние этого источника ошибок. Разность соответствующих интенсивностей выражается формулой

$$\Delta J = Q_0 \cos 2\varphi + U_0 \sin 2\varphi = I_0 p_0 \cos 2(\varphi - \theta_0). \quad (6.11)$$

Двухканальные поляриметры, основанные на этом принципе, сконструированы и детально описаны Хилтнером (1951, 1962), Бэрм (1956), Кларком (1965), Эльвиус и Энгбергом (1967). Наблюдения с этими поляриметрами показали, что для достаточно ярких звезд они действительно могут обеспечить существенно более высокую по сравнению с одноканальными методами точность измерения параметров поляризации. Но для слабых звезд, для которых ошибки определяются в основном дробовыми эффектами, этот выигрыш в точности исчезает.

Как и все дифференциальные методы, наблюдения с подобными двухканальными поляриметрами требуют калибровки. Калибровка обычно проводится путем введения

в световой пучок от измеряемой звезды специального приспособления, состоящего из деполяризатора Лио и наклонной плоскопараллельной пластинки. Эта пластинка вносит точно известную по величине и направлению поляризацию. Нуль-пункт для отсчета разностей фототоков определяется из измерений с деполяризатором при каждом положении анализатора. Практически все измерения проводятся при 8—12 положениях анализатора, вращающегося вместе с фотоумножителями. Значительное число вспомогательных калибровочных операций и необходимость поворотов всего прибора приводят к большим непроизводительным затратам наблюдательного времени.

Другим вариантом двухканального поляриметра является прибор, описанный Герельсом и Теской (1960). В нем фототок каждого фотоумножителя независимо измеряется и регистрируется методом интегрирования при различных положениях анализатора. Такой прибор можно рассматривать как два одноканальных поляриметра, одновременно проводящих независимые измерения параметров поляризации. Преимущество такого метода заключается в более полном использовании света звезды, позволяющем увеличить точность измерения в заданных условиях. Аналогичные поляриметры с использованием счета фотонов были сконструированы Кларком (1965) и Холлом (1968). Один из недостатков двухлучевых поляриметров — необходимость поворота всего прибора, увеличивающая затраты наблюдательного времени и затрудняющая автоматизацию измерений — можно устранить, применяя вращающуюся фазовую пластинку и неподвижный анализатор. Такой автоматизированный двухканальный поляриметр с ахроматической полуволновой пластинкой и использованием метода счета фотонов описан Аппенцеллером (1967).

Модуляционные методы. Дифференциальные измерения разности интенсивностей света с различными направлениями колебаний можно осуществить и в однолучевых поляриметрах при использовании быстрого вращения поляризатора с последующим выделением и регистрацией переменной составляющей фототока. В таком способе измерения параметров поляризации можно свести к минимуму влияние всех изменений светового потока. При подходящем выборе частоты модуляции может быть сильно

ослаблено и влияние атмосферных мерцаний. Исследования частотного спектра мерцаний показывают, что наиболее выгодно использовать высокие частоты модуляции ($f > 100$ гц). В модуляционных методах легко обеспечить весьма продуктивное использование наблюдательного времени. Недостатки таких методов являются общими для всех дифференциальных методов и связаны с необходимостью калибровки измерений.

Первый звездный поляриметр с использованием быстрого вращения поляризатора был создан Холлом и Майкезеллом (1950). Но в их приборе не были реализованы все потенциальные преимущества модуляционного метода. В частности, не было полностью исключено влияние изменений общего светового потока; принятый способ калибровки приводил к значительным дополнительным затратам времени. Более полная реализация возможностей модуляционного метода была достигнута в интегрирующем звездном поляриметре Шаховского и Димова (1962). В этом приборе поляризатор вращался со скоростью 1 об/сек. Синхронно с его вращением с помощью вращающегося коммутатора переключались 20 интегрирующих РС-ячеек, на которые поступала усиленная переменная составляющая фототока. После достаточного числа оборотов поляризатора и коммутатора на конденсаторах накапливаются заряды, пропорциональные интенсивности поляризованной составляющей света звезды при соответствующих положениях поляризатора. После окончания накопления потенциалы всех конденсаторов последовательно регистрируются самопишущим прибором. Постоянная составляющая фототока непрерывно записывается во время накопления зарядов на конденсаторах (обычно равное трем минутам). Калибровка измерений проводилась с помощью эталона — радиоактивного люминофора с постоянной поляризацией порядка 2%, наблюдавшегося несколько раз в течение каждой ночи. Такая методика обеспечивает практически полную независимость конечных результатов от изменений условий наблюдения и позволяет получать полноценные данные при быстрых изменениях светового потока (как истинных, так и вызванных нестабильностью атмосферы).

Оригинальный тип модуляционного звездного поляриметра с электрооптическим анализатором (ADP) был

сконструирован Бебкоком (1962). Благодаря использованию 5-м паломарского телескопа и очень высокой частоте модуляции Бебкоку удалось почти полностью избавиться от мерцаний и достичь предельной для одноканальных поляриметров точности порядка 0,02%.

Очень перспективными являются попытки создания поляриметров, соединяющих преимущества модуляционных методов (независимость от изменений светового потока, полное использование наблюдательного времени) и абсолютных способов измерения (отсутствие калибровки и связанных с нею ошибок и потерь времени). Одним из таких приборов является уже упоминавшийся двухлучевой поляриметр Аппенцеллера (1967). Другие звездные поляриметры этого класса созданы Лайнертом и другими (1967) и Шаховским и Ефимовым (1971). В этих приборах используется быстрое вращение поляризатора и техника счета импульсов. В отличие от описанных модуляционных методов, непосредственно измеряется не переменная составляющая фототока, а полная интенсивность светового потока при различных средних положениях поляризатора. Такие методы позволяют получить значения параметров Стокса I , Q , U , относящиеся к одному и тому же моменту времени и не искаженные изменениями светового потока во время наблюдений. Построенный на аналогичных принципах поляриметр для наблюдений планет описан Бугаенко и другими авторами (1968). Подробный анализ влияния изменений яркости звезды на получаемые результаты проведен Ефимовым (1970); некоторые результаты этого анализа даны в книге «Эруптивные звезды» настоящей серии в главе о специфике наблюдений эруптивных переменных звезд.

Некоторые рекомендации. В результате анализа описанных методов измерения поляризации света звезд можно дать следующие рекомендации по их применению: 1) дифференциальные двухканальные поляриметры могут обеспечить наибольшую точность при наблюдениях ярких звезд с малыми поляризациями и не очень быстрыми изменениями блеска и поляризации; 2) поляризационные наблюдения звезд с очень быстрыми изменениями блеска (например, звезд типа UV Cet) можно проводить только с поляриметрами с быстрым вращением анализатора; 3) при необходимости выявления малых изменений поляри-

зации на фоне большой постоянной (межзвездной или инструментальной) поляризации следует пользоваться абсолютными методами измерения; 4) для предельно слабых звезд наилучшие результаты могут дать методы, использующие счет фотонов; 5) при прочих равных условиях, и в особенности при наблюдениях на больших телескопах, следует отдать предпочтение тем методам, в которых непроизводительные затраты наблюдательного времени являются наименьшими.

§ 4. Случайные ошибки и точность измерения параметров поляризации

1. Предельная точность поляризационных наблюдений звезд, как и любых других фотометрических наблюдений, принципиально ограничена случайными флуктуациями фототока, являющимися следствием квантовой природы фотоэффекта. Почти всегда к этим флуктуациям добавляются также случайные колебания сигнала, возникающие в атмосфере (мерцания) и в аппаратуре (шумы приемника излучения). Кроме того, в некоторых методах измерения параметров поляризации существуют свои специфические источники ошибок случайного характера. Как для правильного планирования наблюдений, так и для анализа их необходимо знать предельную точность, которая может быть достигнута в заданных условиях. Сравнение реальной точности наблюдений с теоретической является важнейшим критерием оценки любой конкретной методики и аппаратуры. Далее мы, следуя в основном Ефимову (1970), рассмотрим общие для всех методов источники случайных ошибок и влияние их на точность измерения параметров поляризации.

2. Так как все действительно случайные флуктуации распределены по закону Пуассона, то влияние их на результат измерения уменьшается с ростом полного полезного времени измерения сигнала Δt . Это относится ко всем рассмотренным ниже источникам случайных ошибок: мерцаниям, дробовым шумам светового потока, дробовым шумам фона и темнового тока.

Мерцания. Относительные изменения интенсивности, вызываемые мерцаниями звезд, не зависят от их яркости ($\Delta J/J = \text{const}$), но зависят от диаметра используемого

телескопа. Поэтому связанная с мерцаниями ошибка измерения степени поляризации σ_p также не зависит от яркости звезды и является функцией только амплитуды мерцаний, диаметра телескопа и времени измерения. Согласно Ефимову (1970)

$$\sigma_p \approx 1,1 \cdot D^{-1} (\Delta t)^{-\frac{1}{2}}. \quad (6.12)$$

Здесь и в дальнейшем диаметр телескопа D выражается в см, а полное время измерения Δt в секундах. Например, при $D = 100$ см, $\Delta t = 100$ сек, $\sigma_p = 1,1 \cdot 10^{-3} = 0,11\%$. Эти цифры хорошо согласуются с известными данными о предельной ошибке поляризационных наблюдений ярких звезд с одноканальными поляриметрами. Вклад мерцаний в общие флуктуации сигнала для телескопов средних размеров (50—100 см) делается заметным для звезд ярче 10^m , а для звезд ярче 6^m — 7^m мерцания являются основным источником случайных ошибок.

Дробовые шумы сигнала. В соответствии с законом Пуассона средняя квадратичная ошибка при регистрации N фотоэлектронов равна $\sqrt{N}$, и ошибка в степени поляризации $\sigma_p \sim N^{-1/2}$. Принимая квантовый выход ФЭУ $\varepsilon = 0,1$ и считая, что суммарные потери света в атмосфере и оптике телескопа составляют 50%, можно получить следующую формулу для средней ошибки измерения степени поляризации в полосе B системы U, B, V :

$$\sigma_p \approx 1,45 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{0,2m_B} \cdot D^{-1} (\Delta t)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.13)$$

где m_B — звездная величина. Например, при $m_B = 12^m$, $D = 100$ см, $\Delta t = 100$ сек, $\sigma_p = 0,4\%$. Практически для телескопов диаметром 50—100 см дробовые шумы фототока дают основной вклад в суммарную случайную ошибку измерения параметров поляризации звезд 8^m — 14^m . Для более ярких звезд более существенными являются мерцания, а для более слабых — шумы фона неба и темнового тока.

Дробовые шумы фона и темнового тока. Вклад этих источников в суммарную случайную ошибку становится определяющим при очень малых отношениях полезного сигнала N_* к сигналу от фона N_ϕ . В этих условиях $\sigma_p \sim N_\phi^{-1/2} N_*^{-1}$, или, при тех же, что и ранее параметрах ап-

паратуры, оптики и атмосферы, диафрагме 10" и темновом токе 50 *имп/сек*

$$\sigma_p \approx 10^{-3} D^{-1} (\Delta t)^{-\frac{1}{2}} [9,7 \cdot 10^{-5} + 1,9 D^{-2}]^{1/2} 10^{0,4m_B}. \quad (6.14)$$

Так, для $m_B = 16^m$, $D = 100$ см, $\Delta t = 100$ сек $\sigma_p \approx 4\%$. Первый член в квадратной скобке соответствует фону неба, второй — темновому току. При этом полагалось, что измерения звезды и фона имеют равную длительность Δt .

3. Принимая те же, что и ранее, параметры аппаратуры, атмосферы и оптики, можно получить следующее выражение для суммарной случайной ошибки измерения степени поляризации:

$$\sigma_p \approx D^{-1} (\Delta t)^{-1/2} [1,4 + 2,1 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{0,4m_B} + 9,7 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{0,8m_B} + 1,9 \cdot 10^{-6} D^{-2} \cdot 10^{0,8m_B}]^{1/2}. \quad (6.15)$$

Первый член в скобке соответствует мерцаниям, второй — дробовому шуму фототока, третий — фону и четвертый — темновому току. Соответствующая этой формуле зависимость σ_p от m_B для $D = 100$ см и $\Delta t = 100$ сек изображена на рис. 61. Если вклад темнового тока в суммарную ошибку достаточно мал, то для перехода к другим телескопам с диаметром D см и другому времени наблюдения можно пользоваться соотношением:

$$\sigma_p = 10^3 \sigma_{p0} D^{-1} (\Delta t)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.16)$$

где σ_{p0} — ошибка, снятая с графика на рис. 61.

Формулы (6.12) — (6.16) дают среднюю квадратичную ошибку степени поляризации σ_p . Ошибки измерения

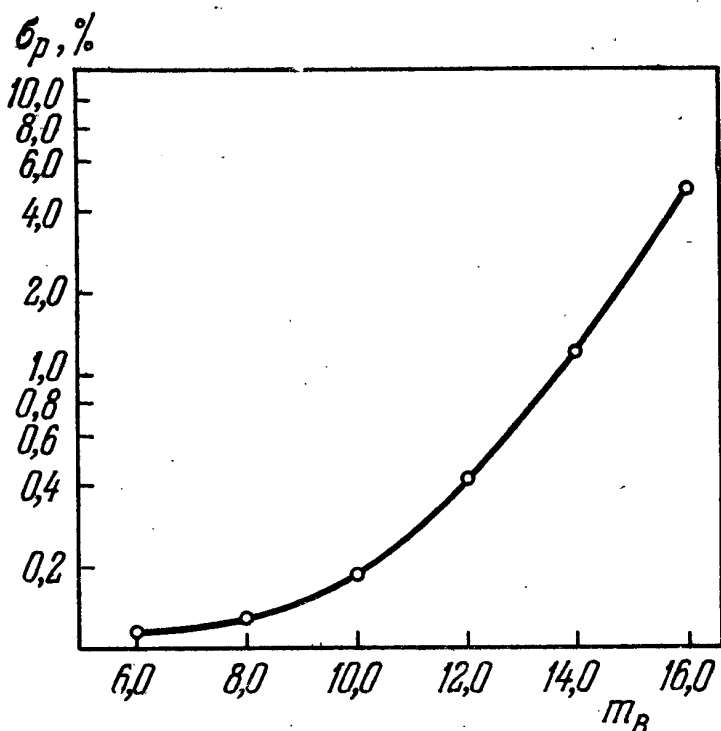


Рис. 61. Зависимость средней квадратичной ошибки в степени поляризации σ_p от звездной величины m_B при наблюдениях с одноканальным поляриметром для $D = 100$ см и $\Delta t = 100$ сек.

других параметров (q, u, θ) связаны с σ_p соотношениями

$$\sigma_q = \sigma_u = \sigma_p; \quad \sigma_\theta = 26^\circ,8 \frac{\sigma_p}{p}. \quad (6.17)$$

Если измерения проводятся методом счета фотонов с непрерывным вращением поляризатора, то случайная ошибка одного наблюдения (без учета мерцаний) может быть найдена по формуле (Шаховской и Ефимов, 1971)

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{\pi^2}{N_*} \left(1 + 2 \frac{N_\Phi}{N_*} \right)}, \quad (6.18)$$

где N_* и N_Φ — полное количество импульсов ФЭУ, зарегистрированное от звезды и от фона за время Δt .

4. Рассмотрим теперь случайные ошибки дифференциальных методов измерения поляризации. Как уже говорилось в § 3, двухлучевые дифференциальные поляриметры существенно уменьшают влияние мерцаний (в особенности при измерении малых поляризаций). Анализ показывает, что ошибка из-за мерцаний может быть в

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1+P}{P} \approx \frac{71}{p}$$

раз снижена ($p = 100 P$ — степень поляризации в %). Практически из-за неполной идентичности каналов выигрыш получается несколько меньшим, и двухлучевые поляриметры с 40- — 60-см телескопами могут дать точность 0,02—0,03% при наблюдениях звезд ярче 6^m — 8^m .

Калибровка измерений, необходимая во всех дифференциальных методах, всегда является дополнительным источником случайных и систематических ошибок. При этом случайная ошибка, вызванная неточностью калибровки, пропорциональна степени поляризации измеряемого света и, следовательно,

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_1^2 p^2, \quad (6.19)$$

где σ_0 — ошибка из-за флуктуаций сигнала, $\sigma_1 p$ — ошибка, вносимая калибровкой, σ — суммарная ошибка. Так как точность основных и калибровочных измерений обычно одного порядка, то $\sigma_1 \approx \frac{\sigma_0}{p_0}$, где p_0 — степень поляризации, даваемая калибровочным приспособлением. При

этом из (6.19) следует

$$\sigma \approx \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{p^2}{p_0^2}}. \quad (6.20)$$

Отсюда видно, что все дифференциальные методы невыгодны для точного измерения больших поляризаций.

§ 5. Систематические ошибки поляризационных измерений

Источники систематических ошибок. Тщательный учет и исключение всех систематических ошибок в измерениях параметров поляризации является необходимым условием полноценных поляризационных наблюдений звезд. Без этого наблюдения разных авторов, выполненные с разными телескопами и поляриметрами (а иногда и с одной аппаратурой, но в разное время) будут не сопоставимы. Существуют следующие основные источники систематических ошибок поляризационных наблюдений: 1) поляризация фона неба; 2) инструментальная поляризация; 3) инструментальная деполяризация; 4) систематические ошибки в калибровке (для дифференциальных методов), ошибки из-за несовершенства анализатора (для абсолютных методов) и ошибка в нуль-пункте отсчета позиционных углов. Сначала мы рассмотрим основные источники систематических ошибок, а затем общий метод их учета.

1. Учет поляризации фона неба необходим во всех методах измерения параметров поляризации. Поляризация излучения фона может достигать 10% без Луны и 40% и более — при Луне и в сумерках. Из-за аддитивности сложения параметров Стокса I , Q , U для учета поляризации фона достаточно вычесть соответствующие параметры, измеренные для фона, из параметров суммарного излучения звезды и фона. Часто практически удобнее непосредственно вычитать отсчеты для фона из всех отсчетов регистрирующего прибора. При этом техника учета фона такая же, как в фотоэлектрической фотометрии.

2. Инструментальной поляризацией обычно называют поляризацию, возникающую в оптике телескопа. Мы несколько расширим это определение и будем называть инструментальной любую ложную поляризацию, возникающую в аппаратуре при измерении неполяризованного

света, независимо от ее происхождения. Основными источниками инструментальной поляризации, кроме поляризующего действия оптики телескопа, являются зависимость чувствительности фотоумножителя от ориентации плоскости колебаний падающего света (векторный эффект ФЭУ) и ложная модуляция, возникающая при вращении анализатора. Для исключения инструментальной поляризации не обязательно знать вклад каждого из этих источников в суммарный эффект. Большая инструментальная поляризация существенно затрудняет редукцию наблюдений, а при применении дифференциальных методов значительно ухудшает их точность.

Поляризация, возникающая в оптике телескопа, обычно мала в рефракторах. Тиссен и Бролья (1959) и Герельс (1960) показали, что в рефлекторах с алюминированными зеркалами и близким к нормальному падением лучей (система Кассегрена) иногда может существовать заметная инструментальная поляризация, зависящая от микроструктуры алюминиевого слоя. Этот эффект сильно зависит от длины волны; обычно он мал ($< 0,5\%$) в визуальной области, но может быть значительным ($1-2\%$) в ультрафиолетовой области. Рефлекторы с наклонными отражениями (системы Ньютона, Нэсмита и Куде) всегда дают большую инструментальную поляризацию. Одно отражение под углом 45° от алюминированного зеркала дает поляризацию до 5% . Шаховской и Ефимов (1971) и Бугаенко и др. (1971) нашли, что эта поляризация сильно зависит от длины волны, возрастая от $2,5\%$ для $\lambda_{\text{эфф}} = 3600 \text{ \AA}$ до $4,5\%$ для $\lambda_{\text{эфф}} = 7500 \text{ \AA}$.

Векторный эффект фотоумножителя обычно мал у современных ФЭУ с торцевым расположением фотокатода. При использовании ФЭУ с большим векторным эффектом желательно устанавливать деполяризатор Лио между поляризатором и ФЭУ. Свойства деполяризатора Лио рассмотрены у Серковского (1962) и Тринора (1962). Иногда вместо деполяризатора Лио используется пластинка $\lambda/4$, превращающая линейную поляризацию в круговую. Но этот способ дает удовлетворительные результаты только в небольшом интервале длин волн.

Одним из основных источников ложной модуляции сигнала является движение выходного зрачка по фотокатоду при вращении анализатора в случае неточной его

юстировки. Неоднородность чувствительности фотокатода приводит к ложной зависимости сигнала от положения анализатора. Другим источником ложной модуляции может быть неоднородность поляризатора.

Существуют три основных способа исключения инструментальной поляризации. Наиболее общий способ — определение параметров инструментальной поляризации q_i , u_i из специальных наблюдений стандартных звезд с малой поляризацией. Согласно (6.6)

$$q = q' - q_i; \quad u = u' - u_i. \quad (6.21)$$

Здесь и в дальнейшем (q, u) и (q', u') — истинные и искаженные систематическими ошибками значения безразмерных параметров Стокса. Иногда может применяться компенсация инструментальной поляризации с помощью наклонной плоскопараллельной пластинки. Такой способ использовался в первом варианте поляриметра Шаховского и Димова (1962), но из-за зависимости инструментальной поляризации от длины волны этот способ нецелесообразно применять при многоцветных поляризационных наблюдениях. Полное исключение инструментальной поляризации может быть достигнуто при наблюдениях с вращающимся телескопом (Хилтнер и Шилд, 1965). Использование вращающегося телескопа с двухканальным дифференциальным поляриметром особенно ценно для точного измерения поляризации ярких стандартных звезд.

3. Инструментальной деполяризацией мы называем уменьшение степени линейной поляризации при прохождении света через оптику телескопа и поляриметра. Основная причина деполяризации — вносимый оптикой сдвиг фаз между колебаниями в различных плоскостях, превращающий линейную поляризацию в эллиптическую и тем самым уменьшающий степень линейной поляризации. Этот эффект обычно отсутствует в рефлекторах с нормальным падением лучей (прямой и кассегреновский фокусы). Некоторые рефракторы создают заметный сдвиг фаз из-за оптической анизотропии стекла объектива. Наклонное отражение от алюминированного зеркала также дает значительный фазовый сдвиг, равный $20-25^\circ$ при угле падения 45° . Иногда инструментальная деполяризация может возникнуть из-за анизотропии, вызванной внутренними или внешними напряжениями в оптике поляриметра.

Уменьшение линейной поляризации, даваемое фазовым сдвигом, зависит от положения плоскости колебаний исследуемого света. Серковский (1960а) показал, что истинные и искаженные деполяризацией параметры поляризации связаны следующими соотношениями:

$$q - q' = a^2 q + abu, \quad u - u' = abq + b^2 u, \quad (6.22)$$

где a и b — коэффициенты, зависящие от величины и ориентации вносимого оптикой сдвига фаз.

4. Во всех дифференциальных методах измерения поляризации может существовать систематическая ошибка в калибровке, возникающая из-за несоответствия принятой величины поляризации калибровочного приспособления ее истинному значению. Измеренные и истинные параметры поляризации связаны при этом соотношениями

$$\frac{q'}{q} = \frac{u'}{u} = \frac{p'}{p} = k, \quad (6.23)$$

где k — константа, близкая к единице. Аналогичная ошибка может возникать и в абсолютных методах за счет неполной поляризующей способности применяемого поляризатора. При этом $k < 1$.

Систематические ошибки в параметрах поляризации возникают также во всех методах при неточном задании нуль-пункта отсчета позиционных углов. Связь параметров поляризации в системах с разными нуль-пунктами отсчета углов выражается обычными формулами поворота осей координатной системы:

$$q = q' \cos 2\delta - u' \sin 2\delta, \quad u = q' \sin 2\delta + u' \cos 2\delta, \quad (6.24)$$

где δ — разность нуль-пунктов отсчета углов.

В методах, использующих счет фотонов, может возникнуть систематическая ошибка, связанная с отклонениями от линейности при больших световых потоках. Формулы для учета ее даны Бугаенко и другими авторами (1968).

Дополнительная систематическая ошибка в параметрах поляризации может иногда появиться из-за неверного метода усреднения результатов отдельных измерений. Можно показать, что при больших значениях отношения σ_p/p простое усреднение полученных из отдельных измерений значений параметров p и θ приводит к неверным результатам, так как наименьшее значение степени поляризации $\tilde{p}$ всегда меньше среднего арифметического $\bar{p}$

из отдельных значений p_j . Так, например, усредняя полученные из наблюдений величины p_j при истинном значении $\bar{p} = 0$, мы никогда не получим $\bar{p} = 0$. Среднее значение $\bar{p}$ в этом случае будет характеризовать лишь величину ошибки наблюдений, но не истинное значение измеряемой поляризации. Правильные результаты можно получить, усредняя значения параметров Стокса, а затем уже находя средние значения p и θ по формулам (6.3).

В целом из проведенного рассмотрения источников систематических ошибок следует, что наиболее (но не полностью) свободны от них наблюдения, выполненные абсолютными методами на рефлекторах без наклонных отражений и наблюдения с вращающимся телескопом.

Общий метод редукции поляризационных наблюдений. Рассмотрим наиболее общий случай связи между истинными и искаженными систематическими ошибками значениями параметров поляризации. Для не слишком больших поляризаций эту связь можно выразить линейными зависимостями:

$$q = A_1 q' + B_1 u' + C_1, \quad u = A_2 q' + B_2 u' + C_2. \quad (6.25)$$

Формулы (6.21) — (6.24), отражающие влияние различных источников систематических ошибок, будут частными случаями этих зависимостей. Поэтому формулы (6.25) отражают суммарное действие всех основных источников систематических ошибок. Записав линейные уравнения (6.25) для достаточно большого числа звезд с различными параметрами поляризации и решив их методом наименьших квадратов, можно определить наивероятнейшие значения коэффициентов A_1 , B_1 , C_1 , A_2 , B_2 , C_2 . Зная эти коэффициенты, легко перейти от искаженных систематическими ошибками параметров поляризации любой звезды к их истинным значениям. Такой метод редукции поляризационных наблюдений был впервые предложен Весселинком (1958). Этот метод, по-видимому, целесообразно применять при наличии инструментальной деполяризации, которую трудно отделить от других систематических ошибок. Подробное описание подобной редукции дано Шаховским и Ефимовым (1971); там же приводятся формулы, связывающие коэффициенты уравнений (6.25) с параметрами, характеризующими отдельные источники систематических ошибок.

При отсутствии инструментальной деполаризации $A_1 = B_2$ и $A_2 = -B_1$, а при отсутствии поправки нуля-пункта отсчета углов $A_1 + B_2 = k$ и $A_2 = B_1$. Тогда достаточно определить только четыре редуционных коэффициента вместо шести для общего случая. Такой частный случай редукции дифференциальных поляризационных наблюдений, включающий определение поляризации эталонного калибровочного источника, нуля-пункта отсчета позиционных углов и инструментальной поляризации, описан Ефимовым, Полосухиной и Шаховским (1969).

Стандарты для поляризационных наблюдений. Наблюдения стандартных звезд с хорошо известными параметрами поляризации необходимы для учета систематических ошибок во всех методах измерения поляризации света звезд (за исключением наблюдений с вращающимся телескопом). Для исключения инструментальной поляризации необходимо наблюдать звезды с очень малой поляризацией; масштабные коэффициенты, инструментальная деполаризация и поправка нуля-пункта отсчета углов могут быть определены из наблюдений звезд с достаточно большой межзвездной поляризацией. Общий метод редукции по формулам (6.25) требует наблюдений достаточного количества стандартных звезд с различными параметрами поляризации. Так как все систематические ошибки могут изменяться с длиной волны, то для стандартных звезд должна быть хорошо известна зависимость параметров поляризации от длины волны. Полный список стандартных звезд должен включать как яркие, так и достаточно слабые звезды; последние особенно необходимы для редукции наблюдений, выполненных методом счета фотонов.

В настоящее время не существует удовлетворяющего этим требованиям единого общепринятого списка стандартных звезд для поляризационных наблюдений. В 1960 г. Серковский (1960b) предложил список 24 стандартных звезд (12 звезд с малой поляризацией и 12 с большой). Данные о поляризации этих звезд были получены Бэрм (1959), Хилтнером (1956), Холлом (1958) и Серковским. Но в последующие годы были выполнены более точные поляризационные наблюдения большого числа звезд в широком интервале длин волн. Поэтому непосредственное использование данных из списка Серковского (1960b) в настоящее время нецелесообразно.

Наиболее точные и свободные от систематических ошибок наблюдения 35 ярких звезд (в основном с малой поляризацией), полученные с двухлучевым поляриметром и вращающимся телескопом, опубликованы Уолборном (1968). При необходимости использования более слабых (до 7^m) звезд этот список может быть дополнен звездами с малой поляризацией из каталогов Аппенцеллера (1966, 1968) и Бэра (1959). Данные этих каталогов можно считать практически свободными от инструментальной поляризации. Стандартные звезды с большой межзвездной поляризацией можно брать из каталога Хилтнера (1956). Этот каталог содержит большое количество звезд разной яркости (до 12^m) и, по-видимому, достаточно свободен от систематических ошибок. Но наблюдения Хилтнера проводились только в одном цвете V и не могут использоваться для редукции поляризационных наблюдений, выполненных в других цветах. Наиболее точные данные о зависимости параметров межзвездной поляризации достаточного числа звезд от длины волны можно получить из наблюдений Койна и Герельса (1966, 1967). Их списки содержат наблюдения более 60 звезд в семи цветах, охватывающих интервал длин волн от 3300 до 9500 Å. Содержащиеся в этих списках звезды с большой межзвездной поляризацией в настоящее время, по-видимому, являются наилучшими стандартами для редукции многоцветных поляризационных наблюдений. Необходимо отметить, что у некоторых звезд из каталогов Койна и Герельса поляризация переменна. Разумеется, эти звезды нельзя использовать в качестве стандартных. Лучше не использовать и звезды с аномальной зависимостью параметров поляризации от длины волны, так как у них поляризация также может быть переменной.

ЛИТЕРАТУРА

- Аппенцеллер, 1966 — Appenzeller I., Z. f. Ap. 64, 296.
Аппенцеллер, 1967 — Appenzeller I., PASP 79, 136.
Аппенцеллер, 1968 — Appenzeller I., Ap. J 151, 907.
Бабкок, 1962 — Babcock H. W., Ann. Report of Director Mt. Wilson and Palomar Obs., 1961—1962, 23.
Бугаенко Л. А., Бугаенко О. И., Круглов В. Д., Парусимов В. Г., 1968, в сб. «Астрометрия и астрофизика» (Изд-во «Наукова думка», Киев) 1, 193.
Бугаенко О. И., Галкин Л. С., Мороженко А. В., 1971, АЖ 48 (в печати).
Бэр, 1956 — Behr A., Nachr.d.Akad.d.Wiss. in Göttingen, II Math.—Phys. Klasse, No. 10.

- Б э р, 1959 — Behr A., Nachr. d. Akad. d. Wiss. in Göttingen, II Math.-Phys. Klasse, No 7.
- В е с с е л и н к, 1958 — Wesselink A. J., MN 118, 271.
- Г е р е л ь с, 1960 — Gehrels T. AJ 65, 466.
- Г е р е л ь с и Т е с к а, 1960 — Gehrels T., Teska T. M., PASP 72, 115.
- Г р и г о р я н К. А., 1959 — Сообщ. Бюракан. обс. 27, 55.
- Д о м б р о в с к и й В. А., 1949, ДАН Арм. ССР 10, 199.
- Д о м б р о в с к и й В. А., 1957, Вестн. ЛГУ № 19, 153.
- Д о м б р о в с к и й В. А., Г а г е н - Т о р н В. А., Г у т к е в и ч С. М., П о л я к о в а Т. А., С в е ч н и к о в М. А., Ш у л о в О. С., 1965, Труды АО ЛГУ 22, 83.
- Е ф и м о в Ю. С., 1970, Изв. КрАО 41—42, 357.
- Е ф и м о в Ю. С., П о л о с у х и н а Н. С., Ш а х о в с к о й Н. М., 1969, Изв. КрАО 39, 3.
- К л а р к, 1965 — Clarke D., MN 130, 75.
- К л а р к, 1967 — Clarke D., Optical Acta 14, 343.
- К о й н и Г е р е л ь с, 1966 — Coyne G. V., Gehrels T., AJ 71, 355.
- К о й н и Г е р е л ь с, 1967 — Coyne G. V., Gehrels T., AJ 72, 887.
- Л а й н е р т и др., 1967 — Leinert Ch., Schmidt Th., Schwarze B., Veröff. Landessternwarte Heidelberg — Königstuhl 20, 23.
- Л о д е н, 1961 — Loden L. O., Stokh. O. Ann. 21, No. 7.
- С е р к о в с к и й, 1960a — Serkowski K., Lowell Bull. 4, No. 105, 296.
- С е р к о в с к и й, 1960b — Serkowski K., Lowell Bull. 4, No. 105, 318.
- С е р к о в с к и й, 1962 — Serkowski K., Advan. in Astron. and Astrophys., I, 290.
- Т и с с е н и Б р о л ь я, 1959 — Thiessen G., Broglia P., Z. f. Ap. 48, 81.
- Т р и н о р, 1962 — Treanor P. I., «Astronomical Techniques», стр. 247; русск. перев. «Методы астрономии», 1967, «Мир», 213.
- У о л б о р н, 1968 — Walborn N. R., PASP 80, 162.
- Х и л т н е р, 1949a — Hiltner W. A., Science 109, 165.
- Х и л т н е р, 1949b — Hiltner W. A., ApJ. 109, 471.
- Х и л т н е р, 1951 — Hiltner W. A., Obs. 71, 234.
- Х и л т н е р, 1956 — Hiltner W. A., ApJ. Suppl. 2, No. 24.
- Х и л т н е р, 1962 — Hiltner W. A., in «Astronomical Techniques», стр. 229; русск. перев. «Методы астрономии», «Мир», 1967, 199.
- Х и л т н е р и Ш и л д, 1965 — Hiltner W. A., Schild R., Sky and Tel. 30, 144.
- Х о л л, 1949 — Hall J. S., Science 109, 167.
- Х о л л, 1958 — Hall J. S., Naval Obs. Publ. 17, part VI.
- Х о л л, 1968 — Hall J. S., Lowell Bull. 7, No. 143.
- Х о л л и М а й к е з е л л, 1950 — Hall J. S., Mikesell A. H., Naval Obs. Publ. 17, part. I.
- Ш а х о в с к о й Н. М., Д и м о в Н. А., 1962, Изв. КрАО 27, 291.
- Ш а х о в с к о й Н. М., Е ф и м о в Ю. С., 1971, Изв. КрАО 45 (в печати).
- Ш е р к л и ф ф, 1965 — Shercliff W., Поляризованный свет, «Мир».
- Э л ь в и у с и Э н г б е р г, 1967 — Elvius A., Engberg M., Arkiv f. Astron. 4, 387.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

В. Л. Страйжис

§ 1. Введение

Один из основоположников современной многоцветной звездной фотометрии В. Бекер очень удачно сформулировал задачи фотометрических систем. Согласно Бекеру существуют два взгляда на звездную фотометрию. С точки зрения первого звездная величина не означает ничего больше, как одно из фундаментальных данных о звезде, подобно ее координатам α и δ . Иными словами, звездная величина помогает нам лишь идентифицировать звезду и проводить кое-какой статистический анализ. Согласно второму взгляду звездная величина является физическим параметром, который в соответствии с положением кривой реакции дает информацию о распределении энергии в спектре звезды. Из этой информации мы можем сделать заключения о тех фундаментальных характеристиках изучаемых объектов, которые трудно или даже невозможно получить иными методами.

Последующее развитие звездной фотометрии показало, насколько ценные результаты о физических свойствах звезд и межзвездной среды могут дать звездные величины, если на них смотреть глазами второй концепции, описанной Бекером. Современные многоцветные системы, разработанные на основе анализа распределения энергии в спектрах звезд, дают нам уверенную двумерную или трехмерную классификацию звезд и определение межзвездного поглощения, что очень трудно достигается методом звездной спектрофотометрии. Фотометрические методы не только повышают точность определения физических параметров звезд, но и существенно увеличивают проникающую способность вглубь Галактики.

Стремгрэн (1963а) предложил удобную классификацию многоцветных фотометрических систем. Системы с кривыми

реакции, полуширины которых превышают $300 \text{ \AA}$, предложено назвать широкополосными, системы с полуширинами $100\text{--}300 \text{ \AA}$ — среднеполосными и системы с полуширинами $< 100 \text{ \AA}$ — узкополосными.

Ниже будем приблизительно придерживаться классификации систем по Стремгрену. Правда, имеет смысл считать среднеполосными системами и такие, у которых полуширина кривых реакции достигает $400 \text{ \AA}$.

Как было показано в работе Страйжиса и Зданавичюса (1964), эффект ширины полос реакции на параметры системы практически исчезает при полуширинах кривых реакции $\leq 200 \text{ \AA}$. Такие системы В. Б. Никонов предлагает называть квазимонохроматическими.

§ 2. Широкополосные системы

Интернациональная система. Появление первых двухцветных систем можно связывать с работами Шварцшильда (1912), Паркхэрста (1912) и Кинга (1915), сделавших серии наблюдений фотографических величин m_{pg} , которые с визуальными величинами m_v или фотовизуальными m_{pv} составляли двухцветные системы, позволяющие получить один показатель цвета. Дальнейшие работы Пикеринга и Ливитт (Гарвардская обсерватория), а также Сирса (обсерватория Маунт Вилсон) привели к созданию Северного Полярного Ряда (NPS), в котором содержалось около ста звезд различных спектральных классов и различных величин до 20^m . Список фотографических (IPg) и фотовизуальных (IPv) величин этих звезд был утвержден на первом съезде МАС в 1922 г. в качестве интернациональной системы. При составлении этого списка результаты различных наблюдателей приближенно редуцированы в систему 60-дюймового рефлектора обсерватории Маунт Вилсон. Вторичными стандартами интернациональной системы являются 206 площадок Каптейна (Selected Areas-SA), расположенных по всему небу через каждые 15° по склонению и через 1^h по прямому восхождению.

Точные кривые реакции интернациональной системы IPg, IPv остались неизвестными, так как Сирсом не было произведено исследования чувствительности пластинок и пропускания оптики рефлектора. Кроме того, при выводе средних величин звезд NPS Сирс применял линейные

уравнения связи между различными фотометрическими системами, что неоправданно с современной точки зрения. Дело в том, что в различных обсерваториях для определения величин NPS применялись самые различные рефлекторы с серебряным зеркалом и рефракторы с объективами различных диаметров. Несколько отличались также и применявшиеся фотоэмульсии. Все это создавало условия, при которых кривая реакции величин IPg охватывала неодинаковую область ультрафиолета за балмеровским скачком (до 3500 Å), и тем создавалась нелинейность в связях между величинами IPg различных авторов (Джонсон, 1952а). Фотовизуальные интернациональные величины имеют значительно бóльшую определенность, так как разные авторы применяли сходные желтые фильтры с ортохроматическими пластинками.

Кроме описанной неопределенности в кривых реакции и ненадежности произведенных редукций, интернациональная система страдала еще одним важным недостатком — нелинейностью шкалы (отклонениями от шкалы Погсона) звездных величин среди самых ярких и самых слабых звезд.

Показатель цвета IPg — IPv вначале считался равным нулю для звезд A0 5^m—6^m. Однако впоследствии оказалось, что такие звезды подвергнуты межзвездному поглощению и поэтому нормальные IPg — IPv для звезд A0 равны около — 0^m,15. Нулю стал равным нормальный IPg — IPv для звезд A5.

Перечисленные недостатки интернациональной системы способствовали постепенному ее отмиранию и сейчас она представляет лишь исторический интерес.

В заключение отметим, что положение кривых реакции интернациональной системы выбрано не по какому-либо замыслу, а чисто случайно. Положение полосы IPv старались подобрать так, чтобы оно совпало с максимумом кривой чувствительности человеческого глаза, а положение IPg соответствовало чувствительности впервые изготовленных несенсибилизированных эмульсий.

Фотоэлектрическая система P, V. Стеббинс и Уайтфорд (1938, 1948), Эгген (1950, 1951), Стеббинс, Уайтфорд и Джонсон (1950) пытались интернациональную систему осуществить фотоэлектрически. Система последних трех авторов впоследствии была названа системой

P, *V*. Средние длины волн системы λ_0 — 4215 и 5240 Å. Основными стандартами системы *P*, *V* являются девять звезд из числа звезд NPS.

Однако система *P*, *V* не получила широкого распространения из-за недостатков, свойственных международной системе. Оказалось, что наблюдения различных авторов в этой системе показывают взаимные уравнения цвета (Джонсон, 1955), что вызвано неодинаковым включением ультрафиолетового излучения в кривые реакции систем различных авторов. Эти уравнения цвета должны быть нелинейными. Учитывая этот факт, Крон и Мейалл (1960) изменили систему *P*, вводя фильтр, отсекающий ультрафиолет, короче 3800 Å. Полученные так показатели цвета *P* — *V* имеют линейную связь с цветами *B* — *V* системы *U*, *B*, *V*. Разница нуль-пунктов равна 0^m,10. Величины и показатели цвета в системе *P*, *V* выносятся за атмосферу, в отличие от интернациональной системы.

В настоящее время эта система еще изредка применяется в Ликской обсерватории.

Шестицветная система Стеббинса — Уайтфорда. Фотоэлектрическая система Стеббинса и Уайтфорда (1943) является первой действительно многоцветной системой. Она состоит из шести широкополосных величин, имеющих следующие обозначения и средние длины волн:

	<i>U</i>	<i>V</i>	<i>B</i>	<i>G</i>	<i>R</i>	<i>I</i>
λ_0 Å	3530	4220	4880	5700	7190	10300
$\Delta\lambda$ Å	400	840	1200	1100	1700	1800

Кривые реакции всех величин показаны на рис. 62. Система впервые осуществлена в обсерватории Маунт Вилсон с кислородно-цезиевым фотоэлементом, чувствительным до 1,2 мк.

Наблюдения нескольких сотен звезд различных спектральных классов в шестицветной системе приводятся в работах Стеббинса и Уайтфорда (1943, 1945), Стеббинса и Крона (1956) и Крона (1958). Все наблюдения, вынесенные за атмосферу, даются в виде отдельных величин, определенных относительно $\frac{1}{3}(B + G + R)$ для каждой звезды. Показатели цвета, получаемые как разность соответствующих величин, получаются в инструментальной системе фотометра, без нормализации.

Различные исследования показателей цвета системы производились в ряде работ.

Гюнтер (1950) подробно проанализировал двухцветную диаграмму $U - B$, $B - I$ и показал, что на ней звезды главной последовательности образуют изгиб, вызванный бальмеровским скачком. На этой диаграмме были также определены линии поздних сверхгигантов, линия абсолютно черных тел и самое главное — линия покраснения, идущая под большим углом к линии непокрасневших

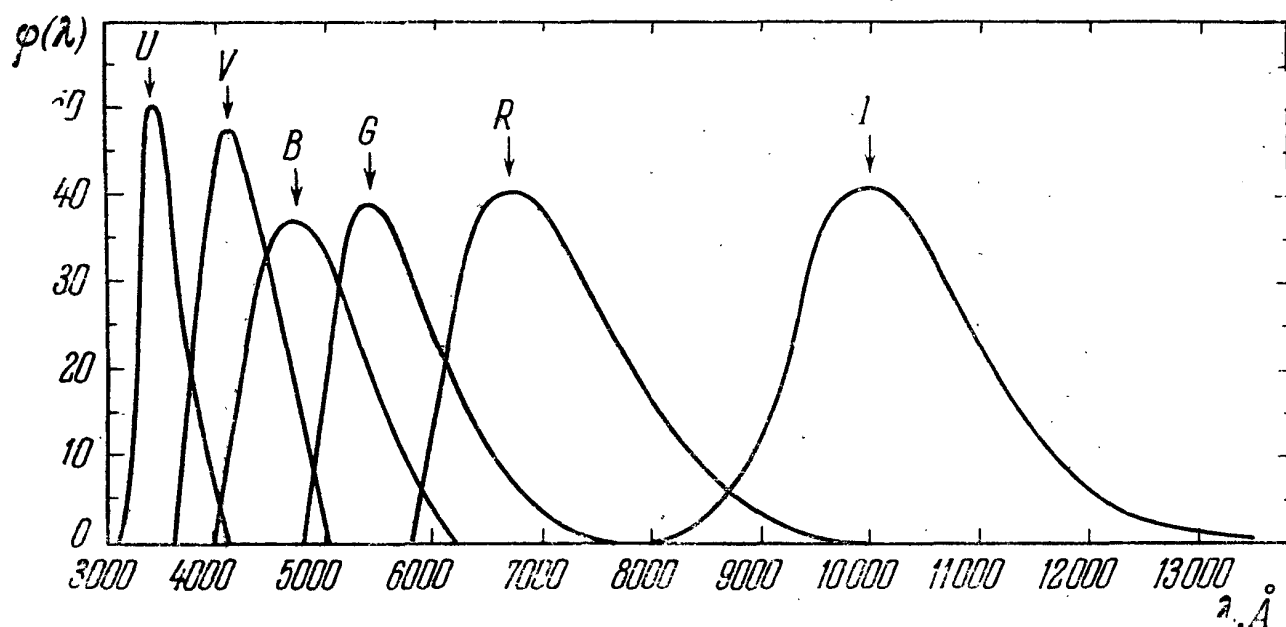


Рис. 62. Кривые реакции шестицветной фотометрии Стеббинса и Уитфорта.

звезд главной последовательности. Гюнтер показал, что на диаграммах $V - B$, $B - I$ и $B - R$, $R - I$ разделение классов светимости и покрасневших звезд незначительное.

Морган, Харрис и Джонсон (1953) сопоставили цвета системы U , B , V и системы Стеббинса — Уайтфорта. Ими приводится диаграмма шестицветной системы $U - B$, $V - I$ для звезд V класса светимости и желтых гигантов с линией покраснения.

Никонов (1954) произвел сравнение теоретически вычисленной и наблюдаемой диаграммы $U - V$, $V - B$ и показал, что эта диаграмма дает прекрасный метод чисто фотометрического определения величины межзвездного покраснения для B -звезд главной последовательности. Голэ (1955) обнаружил, что на диаграмме $V - G$, $B - G$ ранние звезды показывают различие светимостей,

В работе Шмидта (1956) рассмотрены связи между цветами системы Джонсона U, B, V, R, I и системы Стеббинса — Уайтфорда.

В работе Крона (1958, 1960) диаграмма $V - B, R - I$ (рис. 63) используется для определения избытков цвета сверхгигантов классов $F - G$, так как на этой диаграмме линии покраснения идут под большим углом к линии непокрасневших звезд первого класса светимости.

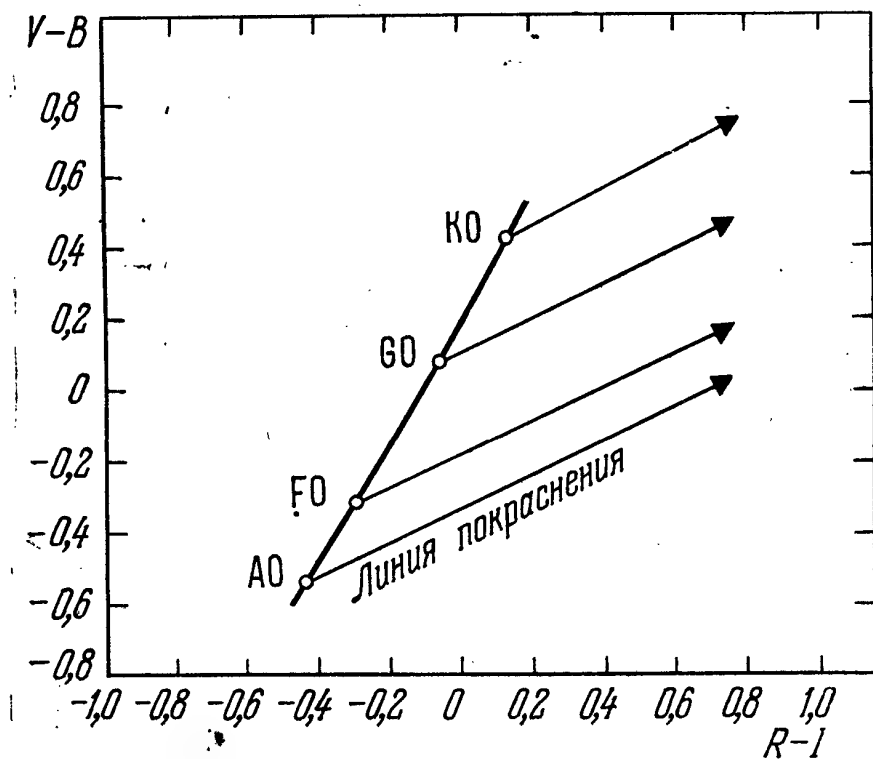


Рис. 63. Двухцветная диаграмма $V - B, R - I$.

Александр и Яллоп (1967) сравнивают теоретически вычисленную и наблюденную диаграммы $G - R, R - I$ для карликов $G - K$ и рассматривают возможность определения эффективных температур звезд по цветам $R - I$, мало подвергнутым бланкетированию, т. е. покровному эффекту линий на распределение энергии в спектре.

Система Стеббинса — Уайтфорда сыграла важную роль при определении кривой межзвездного поглощения света. В последнее время она используется для некоторых работ по изучению распределения энергии в спектрах как постоянных, так и переменных звезд. Система Стеббинса — Уайтфорда неоднократно использовалась для исследования фотометрического поведения ряда пульсирующих звезд.

Система Стеббинса — Уайтфорда стала также применяться для оценки химического состава звезд. Код (1959)

использовал показатель цвета $G - R$ шестицветной системы в качестве функции эффективной температуры для карликов и субкарликов классов $F - G$, так как он почти не подвергнут эффекту бланкетирования. На графике $B - V$, $[G - R]$ из-за влияния эффекта бланкетирования на цвета $B - V$ разделяются звезды с различным химическим составом, и $\Delta(B - V)$ при $[G - R] = \text{const}$ является мерой содержания металлов. Аналогичный метод был использован Пейджелом (1963) для исследования содержания металлов в субгигантах $F - G - K$.

Канаваджиа (1955, 1966, 1967) разработала другой метод для оценки химического состава звезд $F - G - K$ по шестицветным наблюдениям. Этот метод применялся в работах Миана (1963) и других авторов.

Стеббинс и Крон (1964) произвели привязку шестицветных наблюдений 25 звезд к стандартной лампе, что позволяет переходить от относительных наблюдений распределения энергии к абсолютным.

Шестицветная система Стеббинса — Уайтфорда показывает сильный эффект ширины полос, из-за которого эффективные длины волн и все другие параметры системы зависят от распределения энергии в спектрах исследуемых звезд. Кроме того, кривые реакции сильно перекрываются, из-за чего система дает лишь грубое представление о распределении энергии в спектрах звезд. Все это ограничивает более широкое применение этой системы.

Система RI Крона. Эта двухцветная фотоэлектрическая система, введенная Кроном и Смитом (1951) в Ликской обсерватории, является как бы дополнением ранее рассмотренной системы P, V . Средние длины волн λ_0 величин R и I соответственно равны 6800 и 8250 Å, полуширины — 2300 и 1500 Å. Нуль-пункт величин R и I согласован с нуль-пунктом величин P, V Стеббинса, Уайтфорда и Джонсона (1950) для девяти звезд в NPS: величины R и I равны между собой для звезд, у которых $P - V = 0$. Приблизительно $P - V = R - I = 0$ для звезд спектрального класса A5 V (Крон, Гаскойн, Уайт, 1957). До сих пор опубликованы величины R, I для звезд в NPS, некоторых Гарвардских площадках у $\delta = \pm 15^\circ$, некоторых площадках SA, а также для свыше 350 звезд, разбросанных по всему небу (Крон, Смит, 1951; Крон, Уайт, Гаскойн, 1953;

Крон, Гаскойн, 1953; Крон, Гаскойн, Уайт, 1957; Крон, Мейалл, 1960).

В последнее время система Крона потеряла самостоятельный интерес и вошла как составная часть в многоцветную систему Джонсона (см. стр. 239).

Величины R и I являются полезными при исследовании фотометрических различий между поздними звездами с различным химическим составом. Показатель цвета $R - I$ мало подвергнут эффекту бланкетирования в звездах $G - K$ и поэтому может служить индикатором температуры звезды, независимо от ее металличности.

Система R, G, U Бекера. Эта система, предложенная Бекером (1938), с самого начала является чисто фотографической, так как созданию фотоэлектрических стандартов препятствовала трудность осуществления в то время красных величин.

Систему выбирали, принимая во внимание распределение энергии в спектрах звезд и закон межзвездного поглощения. К сожалению, в то время как первое, так и второе еще не было достаточно точно известно, поэтому выбор положений величин оказался не совсем удачным.

Выбор системы и ее достоинства в сравнении с международной системой подробно описаны в ряде работ Бекера (1942, 1946, 1948). В первое время Бекер использовал четыре величины с λ_0 , равными 638, 481, 424 и 373 $m\mu$. Впоследствии величина с $\lambda_0 = 424 m\mu$ была исключена. С 1956 г. для величин Бекера были приняты обозначения R, G и U . Красные величины R получают на панхроматических пластинках с красным фильтром Шотта RG1, синие-зеленые величины G — на несенсибилизированных пластинках с желтым фильтром Шотта GG5 и ультрафиолетовые величины U — на таких же пластинках с фильтром Шотта UG2. Величина и показатели цвета в системе R, G, U не выносятся за атмосферу, а только редуцируются к зениту. Средние длины волн слегка меняются в зависимости от используемых фотопластинок. Приблизительно они равны 640, 470 и 360 $m\mu$. Полуширины полос реакции — около 500 Å. Нуль-пункт величин системы принят по условию $IP_g = G$ для звезд A0. Нуль-пункт показателей цвета: $U - G = G - R = 0$ для звезд B0V.

Бекер, впервые применивший трехцветную фотометрию для исследования рассеянных скоплений, разработал

новую методику определения их покраснений и фотометрических расстояний (Бекер, 1951). Еще в 1938 г. им был предложен метод «разностей показателей цвета», который получил дальнейшее развитие в работе Джонсона и Моргана (1953) под названием Q -метода. Бекер неоднократно применял для определения межзвездного покраснения скоплений диаграммы, на которых по оси абсцисс отложены разности цветов $U - G$ и $G - R$, а по оси ординат — индекс $G - R$. Разность показателей цвета Бекера была бы в точности равна параметру Q Джонсона, если бы отношение E_{U-G}/E_{G-R} было равно единице. Именно к этому и стремился Бекер при выборе λ_0 своих величин, но точно подобрать их ему не удалось. Поэтому с 1958 г. вместо разности цветов в системе R, G, U стал применяться параметр

$$Q_{RGU} = U - G - \frac{E_{U-G}}{E_{G-R}} (G - R).$$

Отношения E_{U-G}/E_{G-R} и A_G/E_{G-R} подробно исследованы в работах Страйжиса (1963а, 1964а). Ввиду того, что полосы реакции системы R, G, U сравнительно узки, влияние эффекта ширины полос реакции на параметры системы значительно меньше, чем в системе U, B, V , и в этом достоинство системы R, G, U .

До сих пор в системе R, G, U опубликовано много исследований рассеянных скоплений и площадок Млечного Пути. Большинство авторов, работающих в системе R, G, U , применяют фотоэлектрические стандарты системы U, B, V , редуцируя их в свою систему с помощью линейных формул, не учитывающих температурных различий красных и покрасневших звезд. Как показано в работах Страйжиса (1963а, 1964с), такие редукции вносят значительные ошибки. Недавно Штейнлин (1968) уточнил формулы связи систем U, B, V и R, G, U , однако без ссылки на работы Страйжиса.

В последнее время стал рассматриваться вопрос о создании собственных стандартов в системе R, G, U . Вместе с тем выражаются сомнения в целесообразности ее дальнейшего применения из-за отсутствия заметных преимуществ перед системой U, B, V .

Трехцветная система U, B, V . Система определена в работах Джонсона и Моргана (1953) и Джонсона (1955),

За основу системы приняты старые интернациональные фотографическая и фотовизуальная величины, приспособленные к фотоэлектрическому методу измерения, с добавлением третьей величины за бальмеровским скачком, почти совпадающей с величиной U Бекера. Кривые реакции величин U , B и V , взятые из работ Ажусениса и Страйжиса (1966a, 1966b, 1969), приведены на рис. 64.

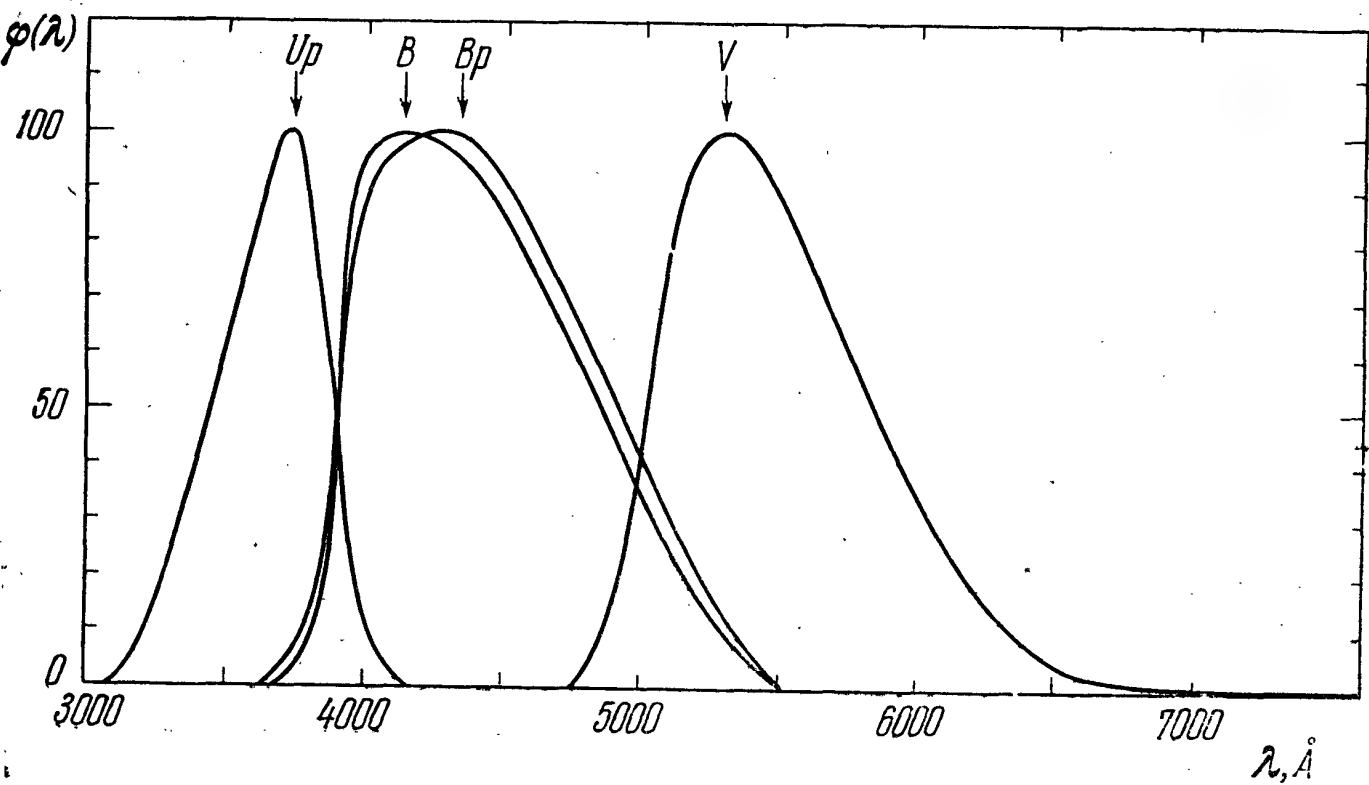


Рис. 64. Кривые реакции системы U , B , V .

Средние длины волн и полуширины кривых реакции (U_p и B_p — кривые реакции, включающие среднюю кривую пропускания земной атмосферы) приведены ниже:

	U_p	B_p	B	V
$\lambda_0 \text{ Å}$	3640	4445	4415	5505
$\Delta\lambda \text{ Å}$	440	1010	960	830

Кривые реакции системы U , B , V , приведенные в работах Джонсона и Моргана (1951) и Джонсона (1955, 1965b), не соответствуют оригинальной системе.

Система UBV может быть осуществлена как фотоэлектрически, так и фотографически. Фильтры и пластинки, необходимые для воспроизведения системы, перечислены в табл. 18.

Толщины фильтров не указываются, так как их кривые пропускания в различных сериях, как правило, непосто-

Т а б л и ц а 18

Фильтры и пластинки для системы *U*, *B*, *V*

	Фотоэлектрическая			Фотографическая	
	Джонсон	Советская		Джонсон	Советская
	RCA1P21	ФЭУ-64	ФЭУ-79		
<i>U</i>	Корнинг 9863 + стеклышко	УФС6 + СЗС21	УФС 6 + СЗС21	Корнинг 9863 или Шотт UG2 + Кодак типа 0	УФС5 + СЗС21 + ORWO ZU1
<i>B</i>	Корнинг 5030 + Шотт GG13	ЖС10+ СС5	ЖС10+ СС5+ СЗС-21	Шотт GG13 + Кодак типа 0	ЖС10 + ORWO ZU2
<i>V</i>	Корнинг 3384 или Шотт GG11	ЖС18	ЖС18 + СЗС21	Корнинг 3384 или Шотт GG11 + Кодак типа D	ЖС18 + Кодак типа D

ячны и поэтому толщину приходится в каждом конкретном случае подбирать так, чтобы получить стандартные кривые реакции системы. Фильтр СЗС21 (толщины порядка 2 мм) введен во все величины, осуществляемые с мультищелочным умножителем ФЭУ 79. В кривой реакции *U* он формирует коротковолновое крыло и отсекает красное пропускание фильтра УФС6. В кривой реакции *B* он отсекает красное пропускание фильтра СЗС20, а в кривой реакции *V* он формирует длинноволновое крыло.

Оригинальные величины *U* получены Джонсоном на электрофотометре с линзой Фабри, склеенной бальзамом, поэтому при использовании фильтра Корнинг 9863 или Шотт UG2 необходимо ввести дополнительное стеклышко или использовать стеклянную линзу Фабри, чтобы ограничить пропускание в ультрафиолете.

Величины *V* и цвета *B — V* вынесены за атмосферу правильно. Показатели цвета *U — B* выносились Джонсоном за атмосферу с использованием коэффициента экстинкции, не зависящего от цвета звезды. Как показано

в работе Ажусениса и Страйжиса (1966а), это означает, что показатели цвета $U - B$ Джонсона не являются заатмосферными, а включают эффект поглощения земной атмосферой на зенитном расстоянии, на котором чаще всего наблюдались звезды. Поэтому на рис. 64 наряду с заатмосферными кривыми реакции φ_B и φ_V даются кривые $\varphi_U \cdot p$ и $\varphi_B \cdot p$, включающие эффект атмосферы.

Величина B Джонсона, в отличие от IP_g , не включает в себя излучения за бальмеровским скачком благодаря введению фильтра GG 13. Тем самым устранена нелинейность в связях между величинами B , определенными различными инструментами и несколько отличающимися фильтрами, что неизбежно бывает. Применение этого фильтра необходимо как на рефлекторах, так и на рефракторах. Предлагаемая Джонсоном замена фильтра Корнинг 5030 на фильтр Шотта BG12 не может быть рекомендована (Страйжис, 1963с) из-за того, что пропускание фильтра BG12 оканчивается около $5000 \text{ \AA}$, в то время как кривая реакции величин B идет на $500 \text{ \AA}$ дальше в красную сторону.

С длинноволновой стороны величина V определяется кривой чувствительности фотоумножителя, что является большим недостатком системы, так как у различных умножителей граница чувствительности неодинакова. Кроме того, она значительно меняется с температурой (Юнг, 1963, 1965).

В системе U, B, V впервые внедрен единый и строгий нуль-пункт шкалы звездных величин и показателей цвета. Нуль-пункт величин V перенесен из интернациональной системы IP_v (девять звезд NPS из списка Стеббинса, Уайтфорда и Джонсона, 1950). В результате получено равенство величин $V = IP_v$.

Нуль-пункт показателей цвета принят по условию

$$U - B = B - V = 0$$

для средних цветов шести непокрасневших звезд A0V.

Система U, B, V ввиду своего точного определения, точности и обилия стандартов сразу же получила всеобщее признание и широкое распространение. Списки первичных стандартов системы опубликованы в работах Джонсона и Моргана (1953), Джонсона и Харриса (1954) и Джонсона (1955). Это несколько сотен звезд различных

спектральных классов, светимостей и покраснений, разбросанных по всему небу. К ним следует прибавить групповые первичные стандарты в районах Гиад и Волос Вероники (Джонсон, Нуклес, 1955), Плеяд (Джонсон и Морган, 1953), Яслей (Джонсон, 1952b) и IC 4665 (Джонсон, 1954). Измерения первичных стандартов системы U, B, V осуществлялись в обсерваториях Мак Дональд и Ловелл. Вторичными стандартами являются измерения многочисленных звездных скоплений, ассоциаций, площадок Млечного Пути и отдельных звезд. Большие каталоги U, B, V величин ярких звезд примерно до 6^m опубликованы Джонсоном, Митчеллом и сотрудниками (1966) и для южного неба Кузинсом и Стоем (1963) и Кузинсом, Лейком и Стоем (1966). До января 1967 года имелось около 20 000 звезд с измеренными U, B, V или U_c, B, V (стр. 241) величинами. Они все собраны в большом каталоге Бланко, Демерса, Дугласа и Фицджеральда (1968).

В системе U, B, V был разработан исключительно полезный Q -метод определения межзвездного поглощения света с помощью двуцветных диаграмм. Почти одновременно с Джонсоном и Морганом (1953) изложение основных принципов этого метода было опубликовано Никоновым (1954). Как уже говорилось, зародышем Q -метода явился «метод цветовых разностей» Бекера.

Параметр Q в системе U, B, V определяется по формуле

$$Q_{UBV} = U - B - \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} (B - V),$$

где отношение избытков цвета E_{U-B}/E_{B-V} из-за эффекта ширины полос реакции меняется как со спектральным классом звезды, так и с количеством межзвездного покраснения. Эта зависимость детально рассмотрена в работах Ажусениса и Страйжиса (1966с) и Ажусениса, Страйжиса, Суджюса (1966).

На рис. 65 показана диаграмма $U - B, B - V$, на которой отложены последовательности звезд различных классов светимости, линия покраснения О-звезд и линия абсолютно черных тел. На этой диаграмме переменные звезды различных типов за время цикла изменения блеска описывают петли, имеющие различную форму и положение.

Наиболее точные нормальные показатели цвета $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$ для звезд различных светимостей приводятся Шмидт-Калером (1965).

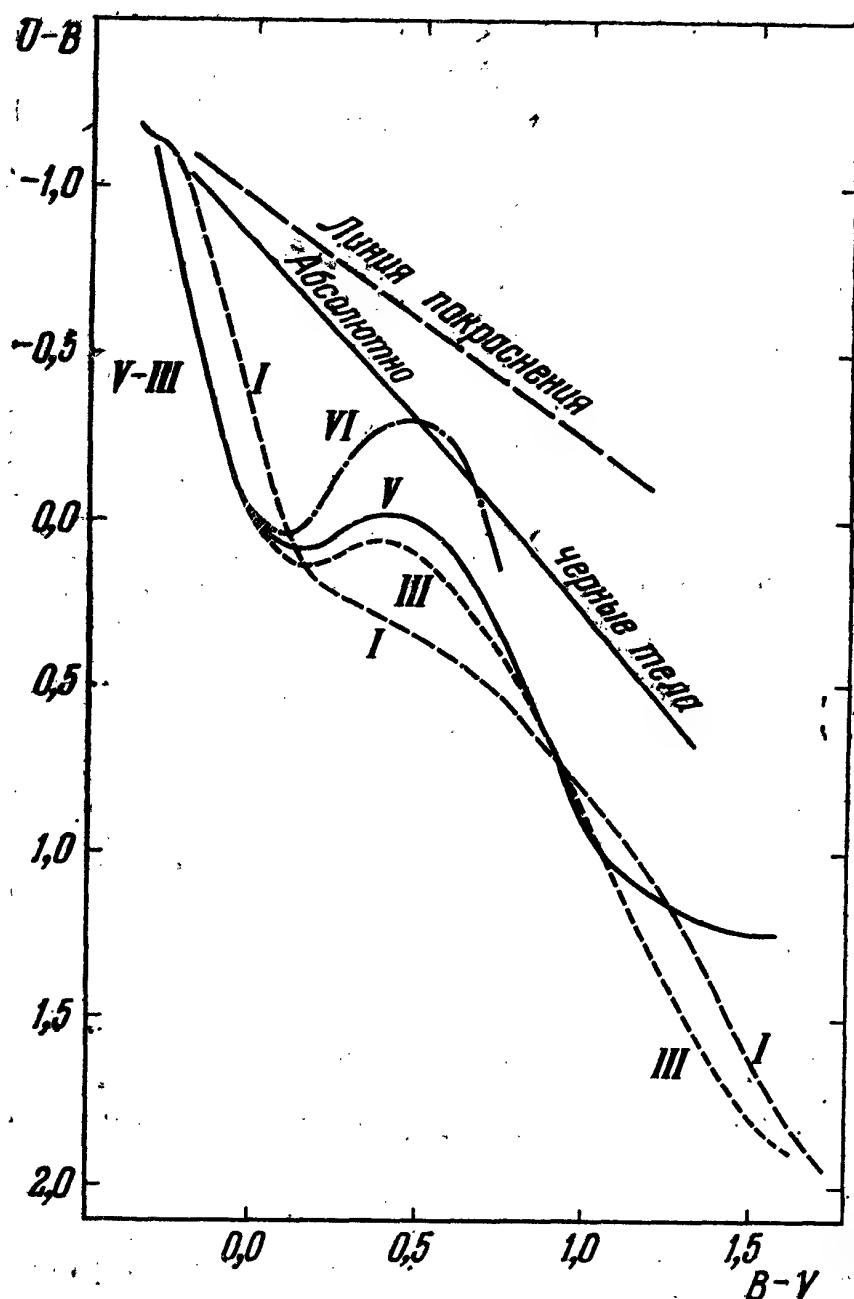


Рис. 65. Двухцветная диаграмма $U-B$, $B-V$.

Избытки цвета переводятся в полные поглощения по формуле

$$A_V = RE_{B-V},$$

где R — отношение полного поглощения к селективному — подробно исследовано в работе Ажусениса и Страйжиса (1967).

Система U, B, V обеспечивает определение избытков цвета звезд лишь в том случае, когда известны их хотя бы грубые спектральные классы и классы светимости, так как линии покраснения, как правило, пересекаются с не-

сколькими нормальными последовательностями и возникает многозначность при применении Q -метода. В случае непокрашенных звезд по диаграмме $U - B$, $B - V$ можно производить двумерную классификацию звезд для ряда интервалов спектральных классов.

В работах Сендиджа и Эггена (1959), Мелбурна (1960), Уильди, Бербидж, Сендиджа и Бербиджа (1962), Эггена

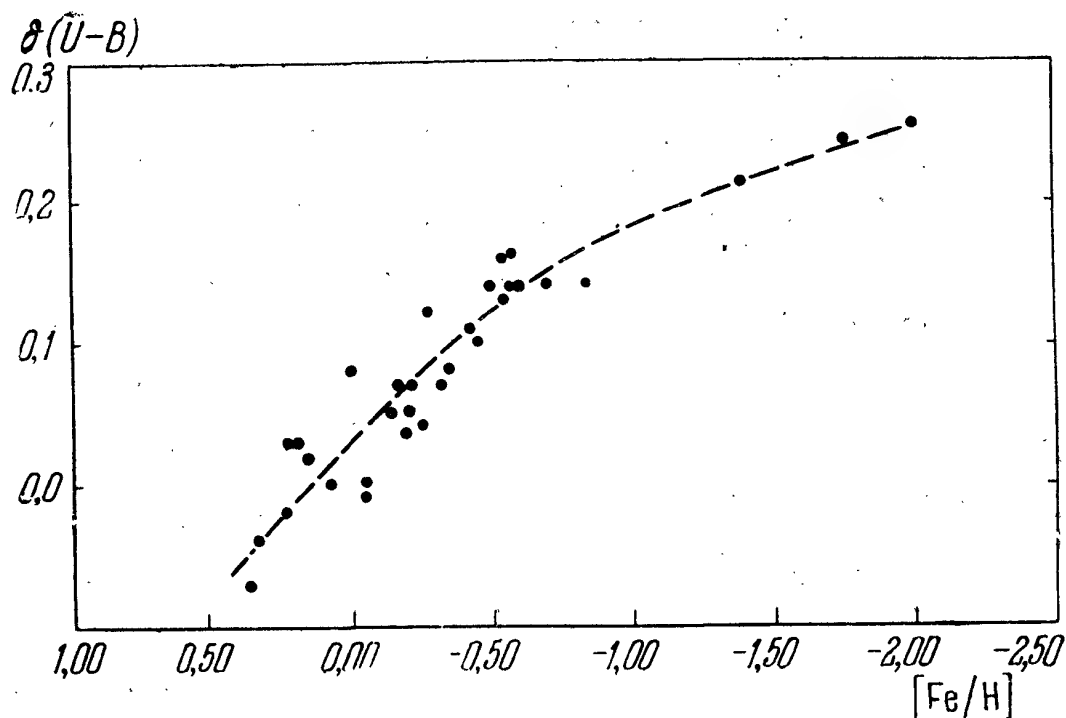


Рис. 66. Зависимость ультрафиолетового избытка $\delta(U - B)$ от отношения $[Fe/H]$.

и Сендиджа (1962) была разработана теория влияния покровного эффекта линиями металлов на показатели цвета в системе U , B , V и показана возможность практического определения степени металличности карликов и субкарликов спектральных классов $F - G$ по их ультрафиолетовым избыткам $\delta(U - B)$. На рис. 66 показаны отношения содержания железа к водороду по сравнению с Солнцем в зависимости от ультрафиолетового избытка. Позднее Валлерштейн и Хельфер (1966) использовали аналогичный метод для определения содержания металлов для звезд-гигантов спектрального класса K .

Инфракрасная фотометрия. С целью изучения распределения энергии в спектрах звезд различных спектральных классов и закона межзвездного поглощения в инфракрасной области спектра Джонсон с 1959 г. постепенно ввел в практику новую одиннадцатичетную систему, состоящую из величин U , B , V Джонсона, R , I Крона и еще шести новых инфракрасных величин J , K , L , M , N , Q .

К этим величинам Мендоза (1967) добавляет величину H у $1,62 \text{ мк}$, а Лоу (1965) из величины N выделяет две более узкие величины O и P . Данные о всех величинах приводятся ниже:

	$\lambda_0, \text{ мк}$	$\Delta\lambda, \text{ мк}$		$\lambda_0, \text{ мк}$	$\Delta\lambda, \text{ мк}$
U	0,36	0,04	K	2,2	0,6
B	0,44	0,10	L	3,5	0,9
V	0,55	0,08	M	5,0	1,1
R	0,70	0,21	N	10,4	6,0
I	0,88	0,22	(O)	11,5	1,0
J	1,25	0,3	(P)	13,1	1,8
(H)	1,62	0,2	Q	20,0	

Положения инфракрасных величин выбраны так, чтобы они совпали с окнами атмосферной прозрачности.

Величины U, B, V измеряются с сурьмяно-цезиевым фотоумножителем RCA 1P21, величины R, I — с мультищелочным фотоумножителем, величины J, K, L — с фотосопротивлением PbS, охлаждаемым жидким азотом, величины M, N, Q — с германиевым болометром, охлаждаемым жидким гелием. Числовые параметры кривых реакции приводятся в работе Джонсона (1965b). Нуль-пункт всех показателей цвета согласован с системой U, B, V — все цвета равны нулю для звезд A0V. Измерения проводятся в основном в двух обсерваториях — на станции Каталина, принадлежащей Лунной и планетной лаборатории Аризонского университета и в Национальной обсерватории Мексиканского университета.

Наиболее обширные каталоги показателей цвета в этой системе опубликованы в работах: Джонсона (1964, 1965a, 1965b, 1967), Джонсона, Боргмана (1963), Джонсона, Митчелла, Ириарте и Вишневого (1966), Мендозы и Джонсона (1965a, 1965b), Джонсона, Макартура и Митчелла (1968).

Применение инфракрасной фотометрии уже привело к важным результатам в исследованиях распределения энергии в спектрах красных и инфракрасных звезд, а также позволило обнаружить различия законов межзвездного поглощения в различных областях неба (Джонсон, 1968).

Нормальные инфракрасные показатели цвета звезд различных спектральных классов и классов светимости приводятся в обзорной статье Джонсона (1966).

Система *UBVRIJKL* была применена для исследования большого числа классических цефеид (Вишневский, Джонсон, 1968). Переменность инфракрасного блеска некоторых цефеид отличается большим своеобразием.

Капская трехцветная система. В Капской обсерватории (Южн. Африка) была разработана трехцветная фотоэлектрическая система U_c , B_c , V_c , являющаяся вариантом системы

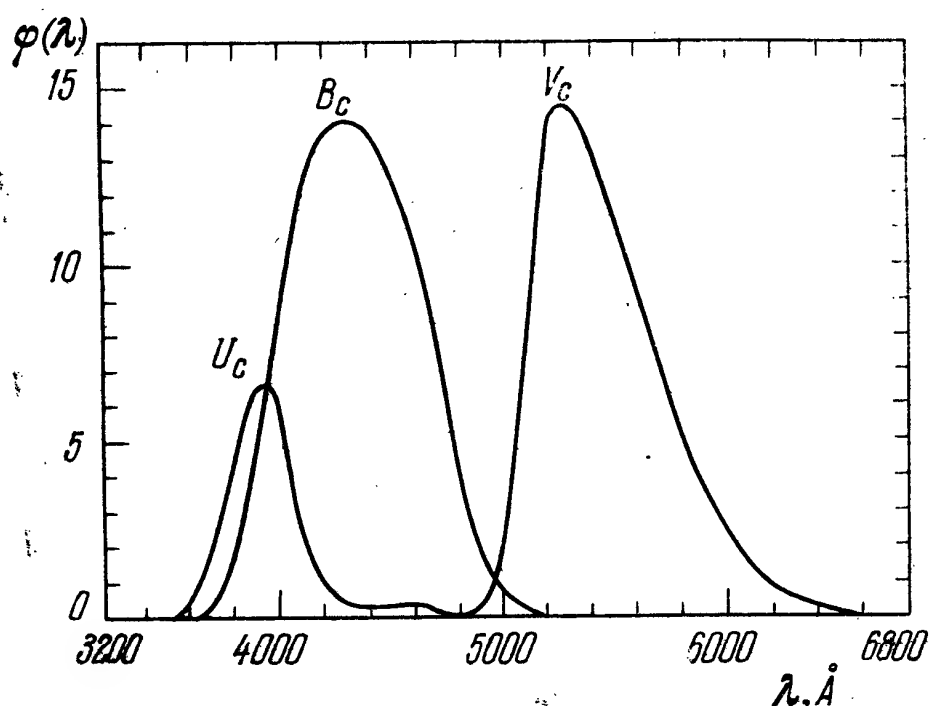


Рис. 67. Кривые реакции Капской системы.

U , B , V , осуществленным с фотографическим 61-см рефрактором. Приблизительные кривые реакции этой системы, взятые из работы Кузинса, Эггена и Стоя (1961), показаны на рис. 67. Средние длины волн системы равны 3960, 4330 и 5470 $\text{\AA}$ соответственно. Из-за малой прозрачности оптики рефрактора в ультрафиолете величины U_c и показатели цвета $(U - B)_c$ сильно отличаются от величин U и индексов $U - B$ системы Джонсона, причем связь между ними нелинейна и многозначна (Страйжис, 1963с). Связь между показателями цвета $B - V$ обеих систем также нелинейна из-за различия ширин полос величин B_c и B , однако их взаимное уравнение цвета невелико, поэтому редукции показателей цвета $(B - V)_c$ и $B - V$ более надежны.

Показатели цвета $(U - B)_c$ не являются заатмосферными — они редуцированы к $\sec z = 1,1$. Их нуль-пункт

определяется инструментальной системой 61-см рефрактора. Колор-индексы $(B - V)_c$ всегда перед опубликованием редуцируются в систему B, V .

Стандартами Капской системы служат девять гарвардских площадок E на $\delta = -45^\circ$ (Кузинс, Стой, 1962; Кузинс, 1963). К настоящему времени проведены массовые определения величин показателей цвета в системе U_c, B, V для большинства ярких звезд южного неба. Все они совместно с U, B, V наблюдениями собраны в едином каталоге Кузинса и Стоя (1963), включающем около 5000 звезд, и в его дополнении (2000 звезд, Кузинс, Лейк, Стой, 1966).

Система U_c, B, V обладает большинством свойств системы U, B, V . Двухцветная диаграмма $(U - B)_c, B - V$ вполне пригодна для определения величины межзвездного покраснения для звездных скоплений как методом сдвига, так и Q -методом. Нормальные цвета звезд различных светимостей даны в работах Кузинса, Эггена и Стоя (1961) и Кузинса и Стоя (1963).

§ 3. Среднеполосные системы

Пятицветная система Вальравенов. Эта система не является ни чисто широкополосной, ни чисто среднеполосной, так как она включает две широкополосные и три среднеполосные величины (Вальравены, 1960). Кривые реакции этой системы (рис. 68) определяются сложной оптической системой. Их средние длины волн и полуширины следующие:

	V	B	L	U	W
$\lambda_0 \text{ \AA}$	5450	4295	3900	3670	3270
$\Delta\lambda \text{ \AA}$	850	420	300	260	150

Величины V Вальравенов мало отличаются от величин V системы U, B, V . Кривая реакции величин B сужена с обеих сторон и полностью помещается между линиями H_β и H_ϵ . Вместо величин U Джонсона у Вальравенов измеряются две величины, U и W , со сравнительно узкими

полосами реакции. Пятая величина L изолируется в оптической системе Вальравенов отдельно с помощью стеклянных фильтров и включает в себя только линии H_ϵ , H_ζ , H_η , H_θ и более высокие члены балмеровской серии. Все показатели цвета приводятся в заатмосферной инструментальной системе в форме логарифмов отношений интенсивности.

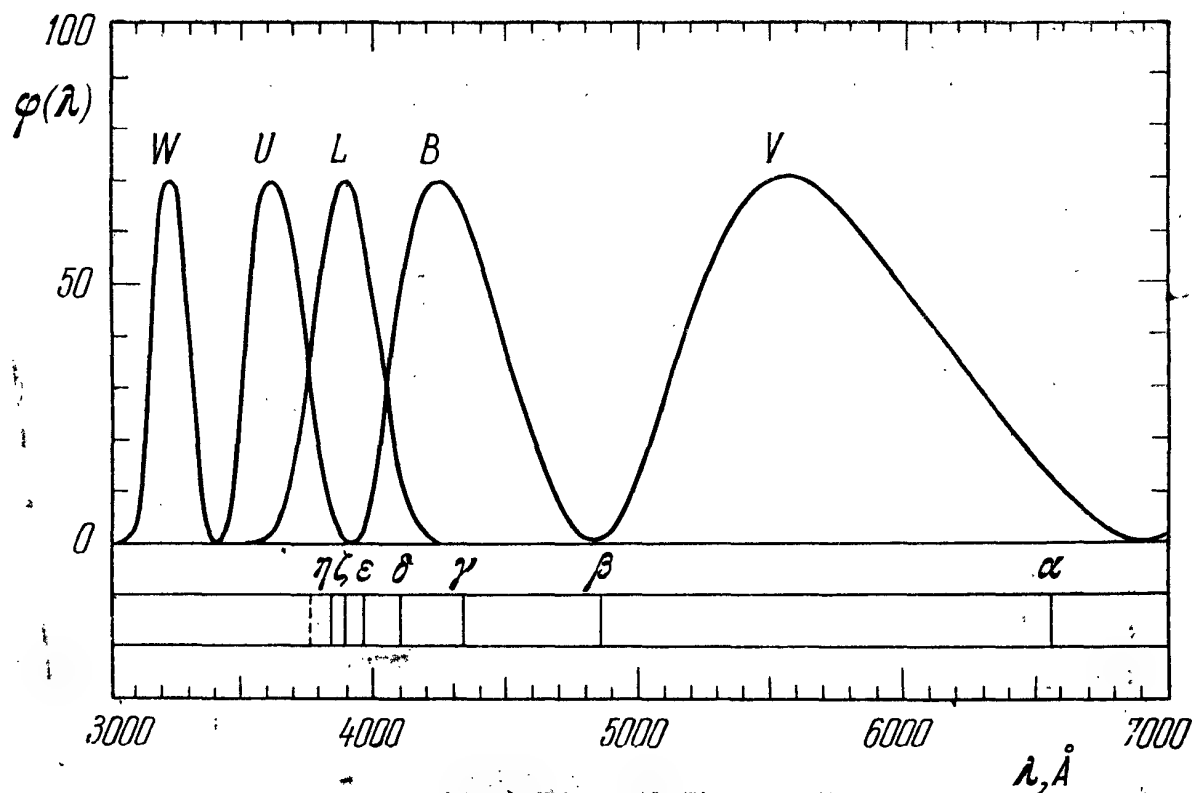


Рис. 68. Кривые реакции системы Вальравенов.

Система разработана с целью использования ее для двумерной классификации ранних звезд. Она осуществлена на 90-см рефлексоре Лейденской обсерватории на наблюдательной станции Хартбиспортдам (Южн. Африка).

Цвета Вальравенов $W - U$ и $B - V$ являются мерой ультрафиолетового и видимого градиентов, $U - B$ — мерой высоты балмеровского скачка, а $L - B$ — мерой интенсивности поглощения высокими членами балмеровской серии. Величина U частично захватывает конец балмеровского скачка, поэтому она очень чувствительна к его положению и тем самым к светимости звезды.

Вальравены разработали два метода для двумерной классификации В-звезд с использованием не зависящих от межзвездного покраснения параметров Q . Первый метод заключается в использовании диаграммы Q_{WUBV} , Q_{UBV} (рис. 69), на которой очень хорошо отделяются В-звезды

V и I классов светимости. Эта диаграмма была калибрована по спектральным классам и абсолютным величинам с использованием наблюдений членов ассоциации Скорпиона — Центавра. Образованная сетка изолиний спектров (их в дальнейшем будем называть изоспектрами) и абсолютных величин (их назовем изолюмами) может быть с успехом применена для двумерной классификации звезд

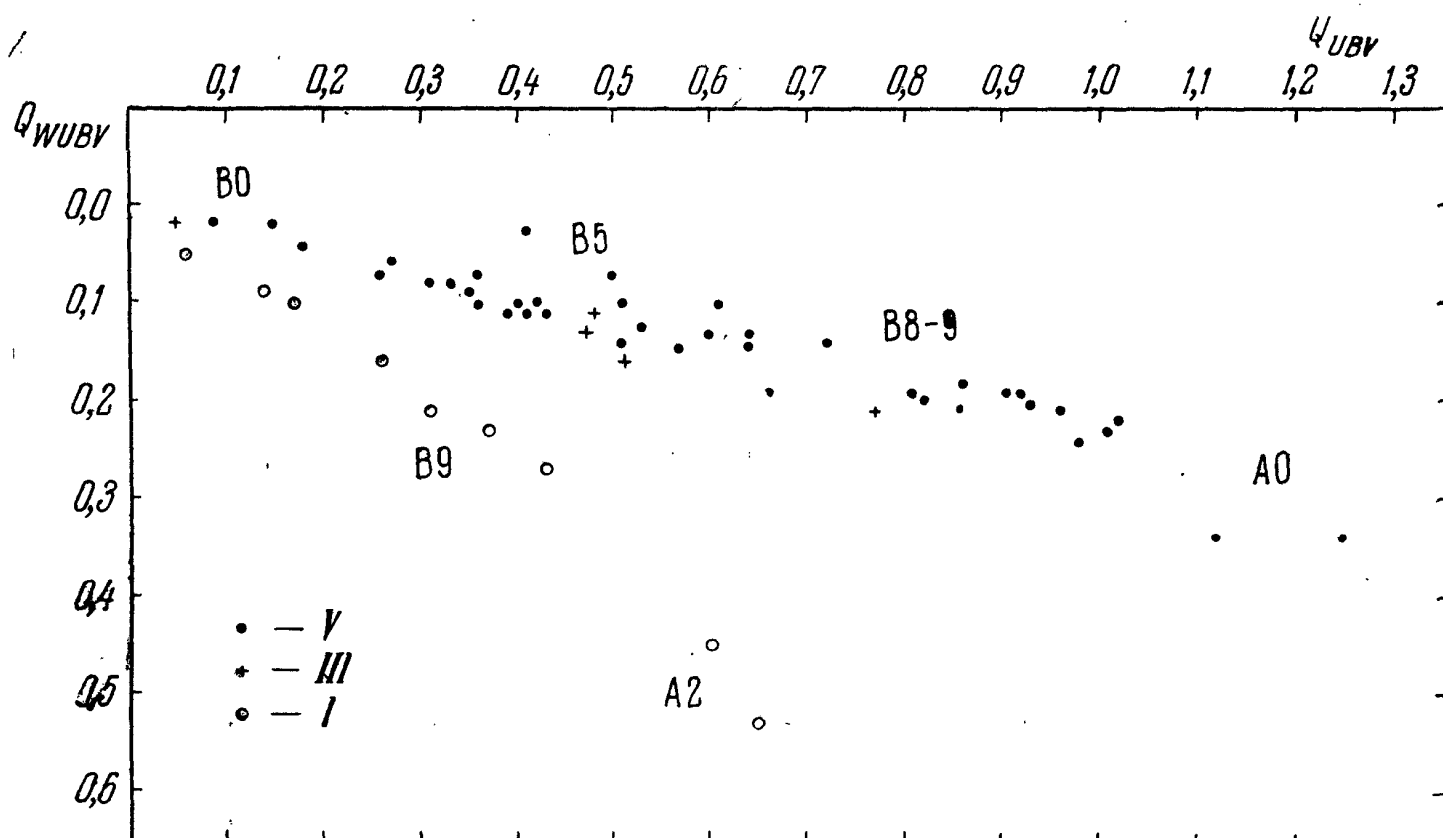


Рис. 69. Диаграмма Q_{WUBV} , Q_{UBV} Вальравенов.

по их фотометрическим наблюдениям. Однако при пользовании методом Вальравенов нужно заранее знать грубую спектральную классификацию звезд, так как A — F звезды перекрывают последовательности B-звезд.

Другой метод классификации B-звезд заключается в применении диаграммы Q_{LBV} , Q_{UBV} , однако на ней разделение классов светимости меньше.

Впоследствии Вальравен (1964) попытался применить свою систему для фотометрического анализа более поздних звезд, особенно для сверхгигантов в Малом Магеллановом Облаке. Вальравен показал, что сверхгиганты B — A в ММО показывают очень отчетливый эффект светимости на двуцветной диаграмме $U — B$, $B — V$ его системы. Результаты наблюдений цефеид в пятицветной системе (Вальравен, 1964; Остерхоф, 1966) показали много различных эффектов, которые должна попытаться объяс-

нить теория пульсаций. На двухцветных диаграммах $U—B$, $B—V$; $L—B$, $B—V$ и $W—U$, $B—V$ цефеиды различных типов образуют своеобразные петли. Сопоставление их цветов с нормальными цветами сверхгигантов позволяет оценивать величину межзвездного покраснения.

Семицветная система Боргмана. Система Боргмана (1960, 1963) является типичной среднеполосной системой.

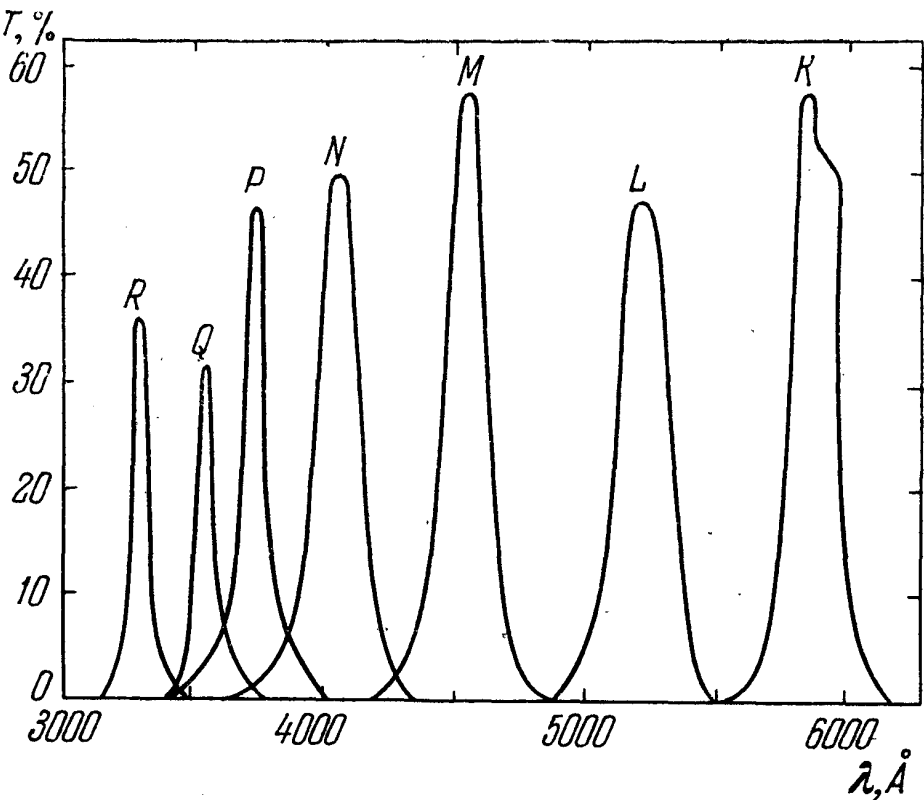


Рис. 70. Кривые реакции системы Боргмана.

Кривые реакции системы показаны на рис. 70 и характеризуются следующими данными:

	K	L	M	N	P	Q	R
λ_0 Å	5880	5240	4550	4055	3750	3560	3295
$\Delta\lambda$ Å	215	220	200	200	110	90	80

Все величины осуществляются с интерференционными фильтрами. Измерения 356 звезд спектральных классов O, B, A и 102 звезд спектральных классов A, F, G, K, M опубликованы в работах Боргмана (1960, 1963) в виде шести заатмосферных показателей цвета, нуль-пункт которых подобран так, чтобы все цвета были равны нулю для звезды S Mon спектрального класса O7. Измерения производились на 53-см рефлексоре обсерватории Ловелл и 90-см рефлексоре обсерватории Мак Дональд.

Система была разработана с целью фотометрической классификации О, В-звезд и исследования влияния поздних спутников на величины ранних звезд (Боргман, Блаау,

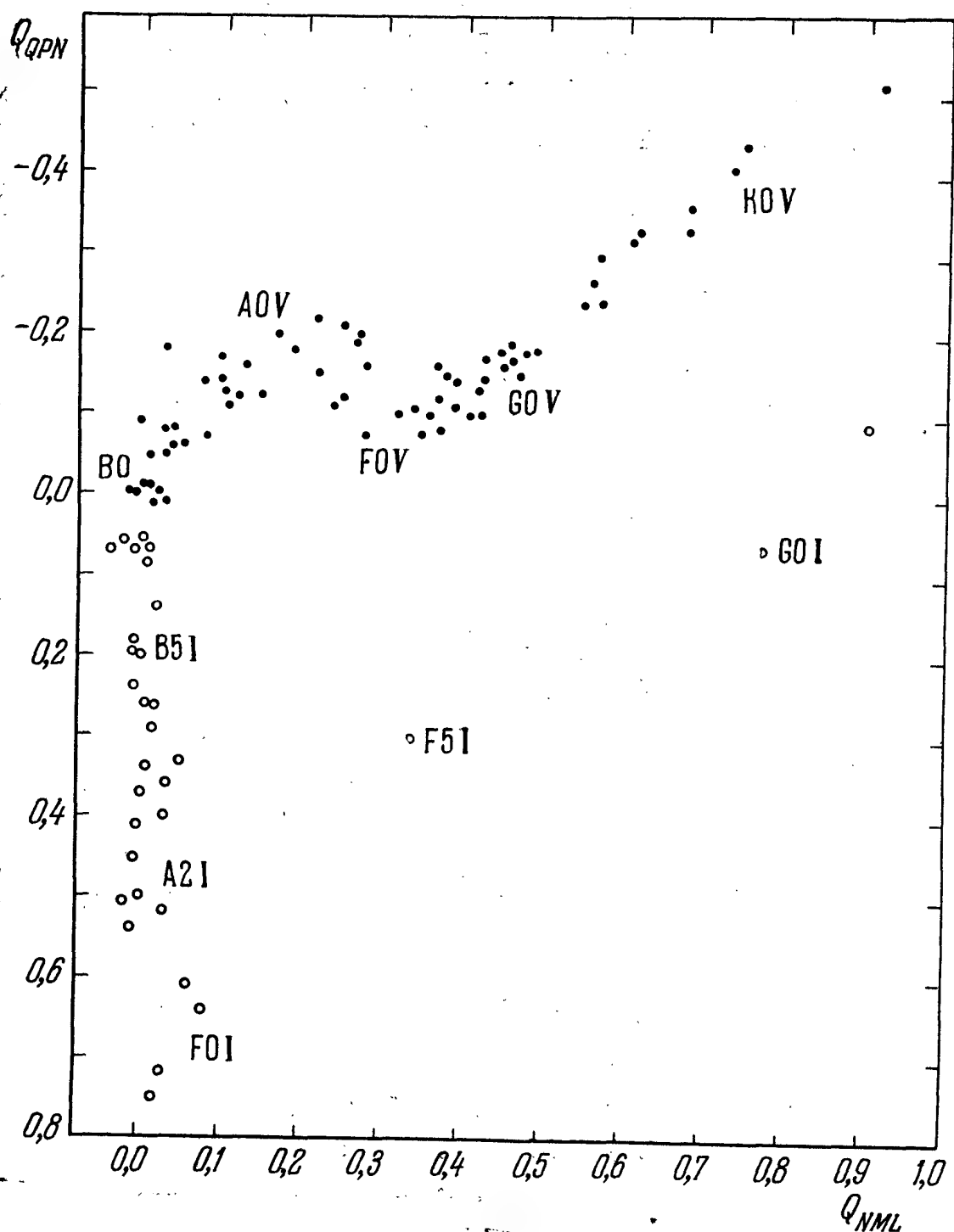


Рис. 71. Диаграмма Q_{QPN} , Q_{NML} Боргмана.

1964), однако она оказалась полезной для ряда классификационных целей и для определения закона межзвездного покраснения (Боргман, 1961).

Для двумерной классификации ранних звезд используются диаграммы Q_{RQNM} , Q_{PNM} и Q_{QPN} , Q_{NML} (рис. 71). Первая диаграмма в принципе аналогична диаграмме Вальравена Q_{WUBV} , Q_{UBV} , однако она дает несколько меньшее разделение классов светимости. Как и в случае диаграммы Вальравенов, необходимо заранее иметь хотя бы

одномерную спектральную классификацию звезд для выделения В-звезд от остальных.

Диаграмма Q_{QPN} , Q_{NML} выгодно отличается от предыдущей тем, что на ней не происходит перекрытия последовательностей В-звезд с более поздними и полностью обеспечивается однозначность двумерной классификации. Отделение сверхгигантов В — А — F от остальных звезд совершенно отчетливое. Однако звезды В — А — F

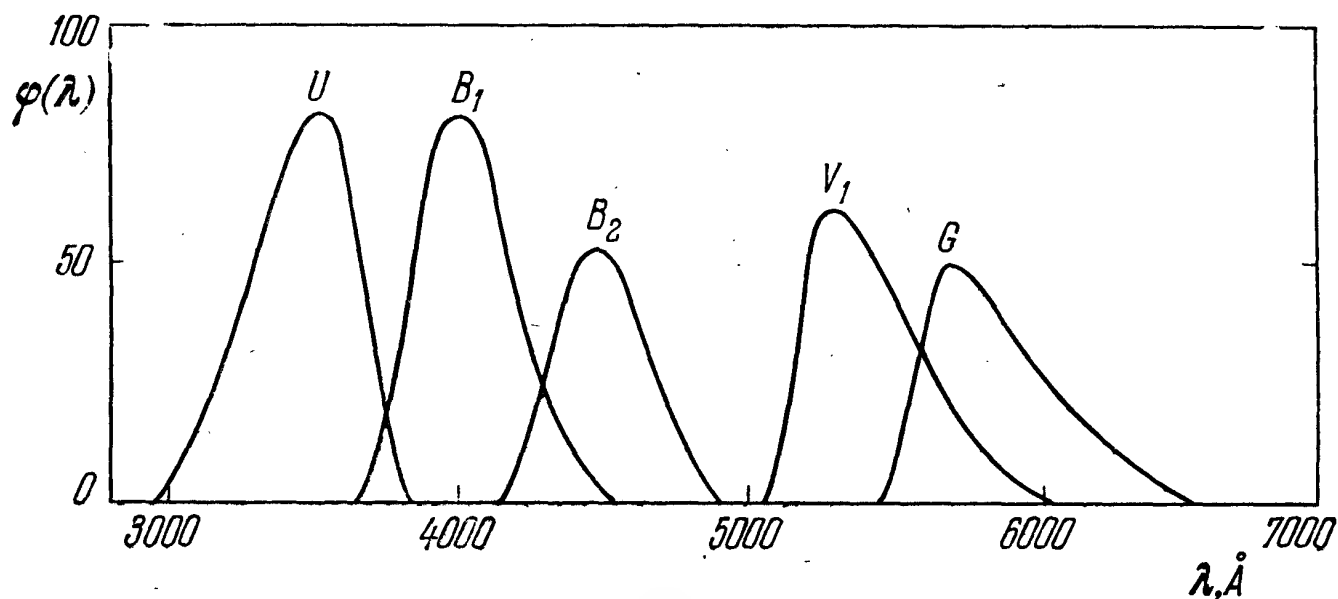


Рис. 72. Кривые реакции системы Голэ.

V класса светимости весьма скучены, и поэтому их классификация по спектральным классам может быть произведена лишь ориентировочно.

Большое число различных возможных показателей цвета в системе Боргмана позволяет построить множество двухцветных диаграмм, обладающих различными свойствами и пригодных для двумерной классификации некоторых непокрасневших звезд (Боргман, 1963).

Вариант системы Боргмана был осуществлен Джонсоном, Митчеллом и Латамом (1967) в обсерватории Лунной и планетной лаборатории в Аризоне. Ими опубликован каталог цветов 985 ярких звезд. Средние длины волн системы Джонсона — 3370, 3530, 3750, 4020, 4590, 5180, 5830 и 6350 Å. Позднее к этой системе Джонсона было добавлено еще пять инфракрасных величин со средними длинами волн 7240, 8000, 8580, 9850 и 11080 Å (Митчелл, Джонсон, 1969). Полуширины полос реакции — порядка 500—600 Å. Таким образом, среднеполосная система Джонсона сейчас охватывает 13 спектральных участков.

В дальнейшем предусмотрено еще расширить систему, распространив ее на область заатмосферного ультрафиолета.

Валлерштейн (1964) и Смит (1968) показали применимость параметра Q_{NML} системы Боргмана для определения отношения $[Fe/H]$ в карликах классов F — G.

Пятицветная система Голэ. Голэ (1963) в Женевской обсерватории создал пятицветную систему, кривые реакции которой осуществляются со стеклянными фильтрами (рис. 72):

	U	B_1	B_2	V_1	G
$\lambda_0 \text{ \AA}$	3451	4028	4494	5408	5850
$\Delta\lambda \text{ \AA}$	480	390	410	470	460

Ширины полос реакции системы порядка 400 $\text{\AA}$, поэтому система Голэ граничит с широкополосными. Величина U Голэ аналогична величине U системы U, B, V , только является более коротковолновой, величины B_1 и B_2 расположены в пределах кривой реакции величин B , а V_1 и G — в пределах кривой реакции величин V системы U, B, V . Каталоги цветов звезд различных типов опубликованы в Публикациях Женевской обсерватории (Руфенер и др., 1964; Руфенер и др., 1966). Это яркие звезды поля, скоплений, а также металлические звезды и субкарлики.

Система предназначена для получения фотометрических критериев спектральной классификации Шалонжа. Для двумерной классификации звезд В — А — F используется диаграмма Q_{UB_2G} , $Q_{B_1B_2V_1G}$. Однако на ней разделение классов светимости незначительное и классификация неоднозначная. Поэтому приходится частично отказаться от не зависящих от межзвездного покраснения параметров Q и применять двухцветные диаграммы для более точной классификации непокрашенных звезд.

Причиной небольшой эффективности системы Голэ для двумерной классификации В — А звезд является отсутствие величины в области бальмеровского скачка (аналога U или L Вальравена или P Боргмана).

Четырехцветная система Стремгрена — Перри. Система u, v, b, y (рис. 73) стала применяться Стремгреном и

Перри в обсерваториях Маунт Паломар и Китт Пик в 1962 г. Система состоит из четырех среднеполосных величин:

	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>b</i>	<i>y</i>
$\lambda_0 \text{ \AA}$	3500	4110	4670	5470
$\Delta\lambda \text{ \AA}$	300	190	180	230

Величины *v*, *b* и *y* осуществляются с интерференционными фильтрами, а величина *u* — со стеклянными фильтрами

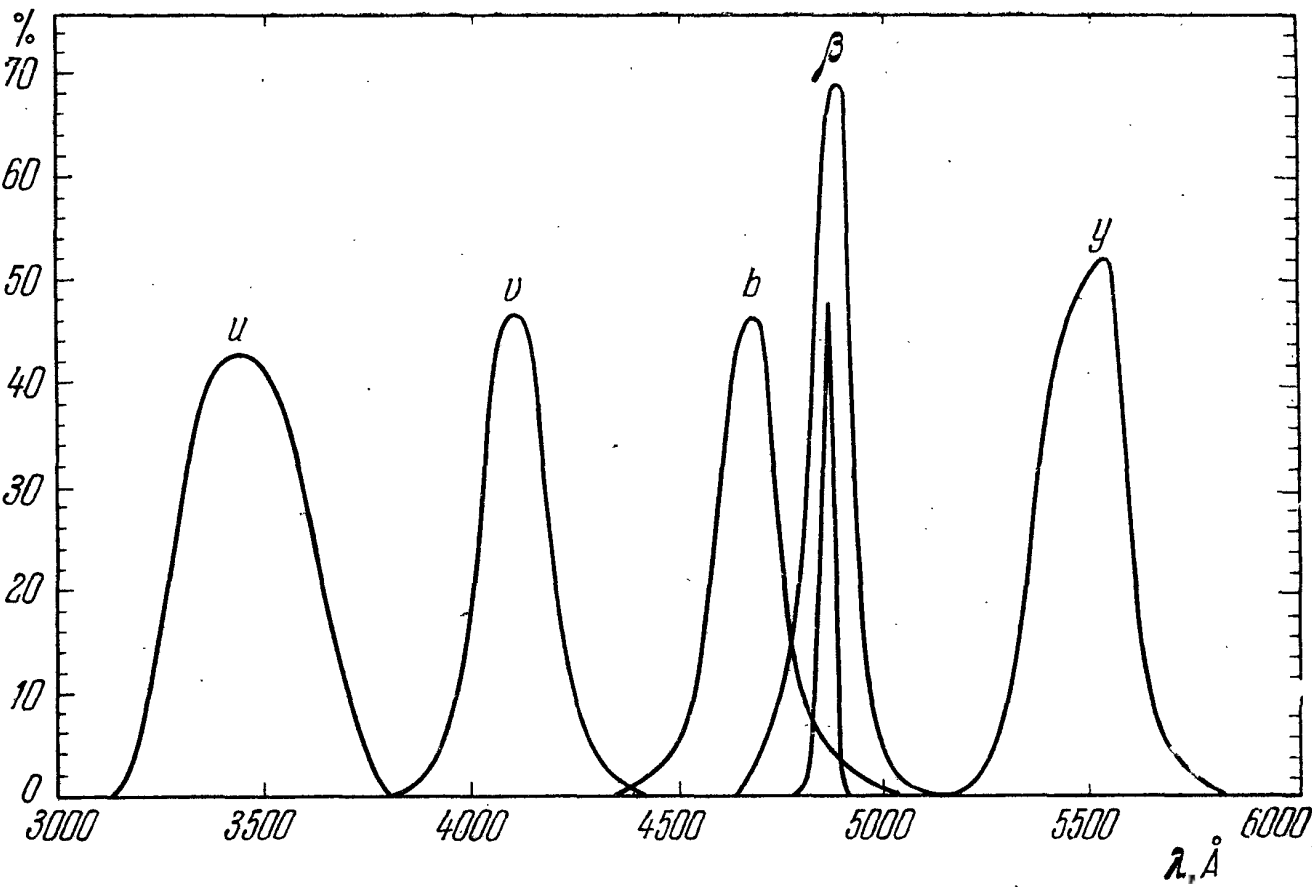


Рис. 73. Кривые реакции системы Стремгрена — Перри и β-фотометрии Крауффорда.

Шотта. Кривая реакции ультрафиолетовых величин *u* полностью расположена с коротковолновой стороны от балмеровского скачка. Кривая фиолетовых величин *v* своим максимумом почти совпадает с линией Н_δ, а также захватывает и другие линии балмеровской серии с более высокими номерами. Кривая синих величин *b* расположена в сторону коротких длин волн от линии Н_β, а кривая зеленых величин *y* — рядом со средней длиной волны величин *V* системы *U, B, V*.

Показатель цвета Стремгрена — Перри $b - y$ имеет свойства, аналогичные $B - V$, т. е. является однозначной функцией цветовой температуры звезд.

Для классификации звезд A — F по спектральным классам, абсолютным величинам и содержанию металлов Стремгрен использует параметры:

$$c_1 = (u - v) - (v - b)$$

и

$$m_1 = (v - b) - (b - y),$$

как функции $b - y$. Параметр c_1 является функцией высоты бальмеровского скачка, а m_1 — функцией интенсивности металлических линий в области v перед бальмеровским скачком. Оба параметра не являются настоящими Q -параметрами и зависят от межзвездного покраснения. Введя перед вторым индексом множители, определяющие наклоны линий покраснения на диаграммах $u - v$, $v - b$ и $v - b$, $b - y$, можно преобразовать c_1 и m_1 в параметры Q_{uvb} и Q_{vby} , не зависящие от межзвездного покраснения. Однако диаграмма Q_{uvb} , Q_{vby} дает лишь незначительное разделение классов светимости (Страйжис, 1965), поэтому применение системы u, v, b, y для классификации покрасневших звезд нецелесообразно. Как и в системе Голэ, причиной малой эффективности системы Стремгрена — Перри для классификации ранних звезд является отсутствие в системе величины, аналогичной величине P Боргмана, сильно чувствительной к светимости. Некоторое улучшение системы достигается введением еще двух дополнительных узкополосных величин, измеряющих интенсивность линий H_β и фона вокруг нее (Крауфорд, 1958) (рис. 73). Однако в этом случае система перестает быть чисто среднестрипной и теряет проникающую способность.

Применение системы u, v, b, y для двумерной классификации непокрашенных звезд A2 — G2 и оценки металличности достаточно эффективно (Стремгрен, 1963а, 1963 б). Стремгрен и Перри (1965) измерили почти все звезды A2 — G2 ярче 6^m , 5 севернее $\delta = -10^\circ$ и составили каталог с величинами $b - y$, c_1 и m_1 для 1217 звезд. Каталог стандартов системы опубликован Крауфордом и Барнсом (1970).

На рис. 74 показана диаграмма $c_1, b - y$, на которой отложены звезды светимостей V и III из каталога Стремгrena — Перри. Для F-звезд видно удовлетворительное разделение классов светимости. A-звезды разделяются

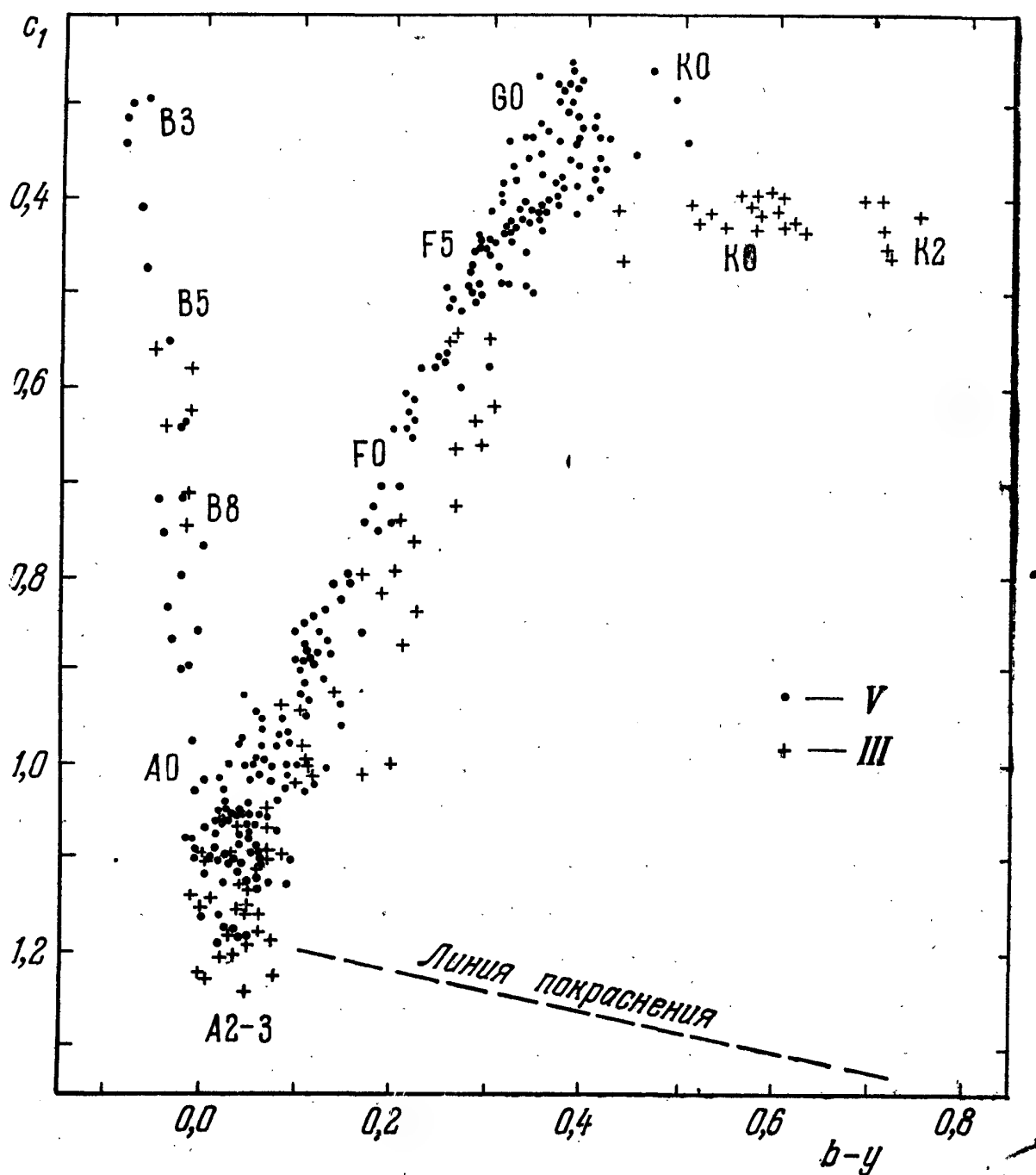


Рис. 74. Диаграмма $c_1, b - y$ Стремгrena—Перри.

лишь статистически. Причиной этому, по-видимому, является недостаточная точность классификации по светимостям в системе МК или же несоответствие фотометрических критериев светимости критериям в системе МК.

На рис. 75 показана диаграмма $m_1, b - y$, на которой отложены звезды V класса светимости. Треугольниками показаны металлические звезды, а пустыми кружками — звезды с дефицитом металлов (V — VI классов светимости). Видно, что звезды с избытком и дефицитом металлических

линий отклоняются в противоположные стороны от нормальных звезд. Для субкарликов величина отклонения Δm_1 от стандартной главной последовательности является

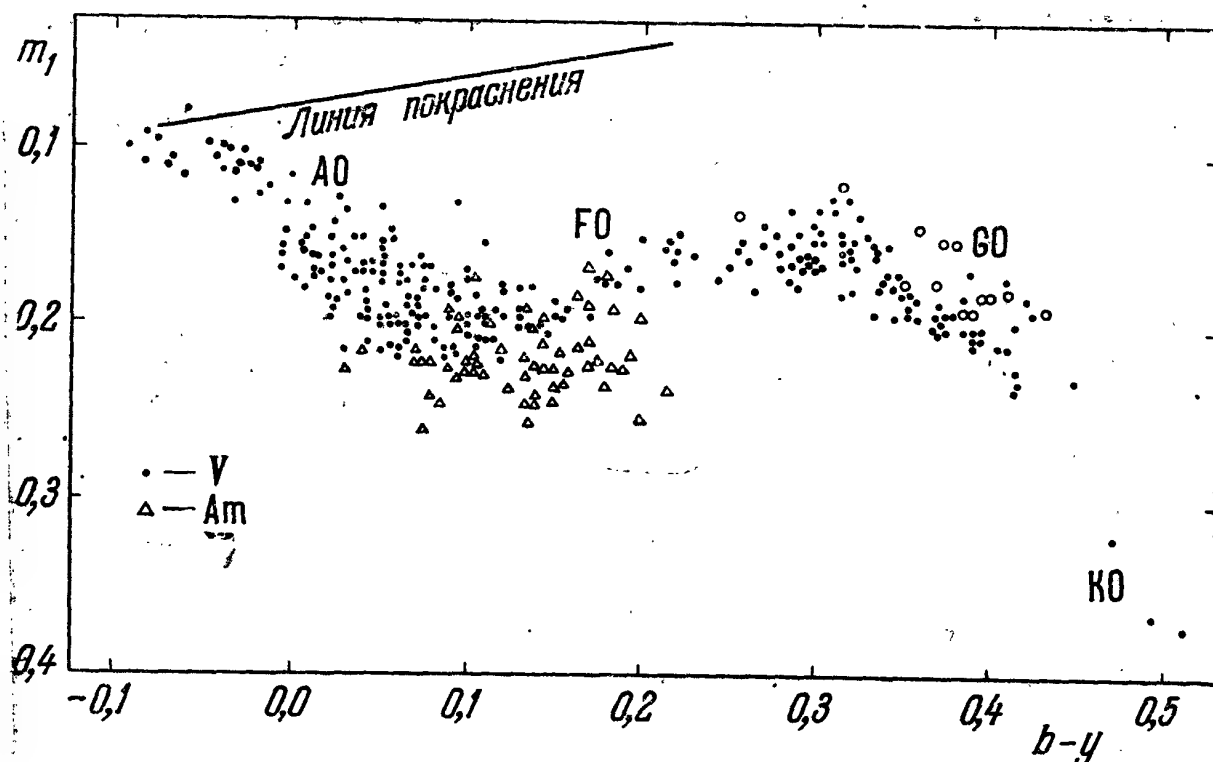


Рис. 75. Диаграмма m_1 , $b - y$ Стремгрена—Перри.

функцией содержания металлов по отношению к водороду $[Fe/H]$ (Стремгрен, 1963а, 1963b, 1964, 1966).

Вильнюсская многоцветная система. В 1963 г. в Вильнюсе были начаты работы по разработке новой среднеполосной фотометрической системы, способной дать классификацию звезд по спектральным классам и абсолютным величинам во всем интервале спектральных классов от О до М и независимо от величины межзвездного покраснения. Различные этапы разработки системы можно проследить по серии статей Страйжиса (1963b, 1963d, 1964b, 1964d, 1965, 1966), Страйжиса, Зданавичюса (1965а, 1965b, 1965с), Зданавичюса, Страйжиса (1964), Зданавичюса, Никонова (1967).

Последний вариант системы состоит из восьми величин, которые осуществляются со стеклянными и интерференционными фильтрами, перечисленными в табл. 19 и 20. Толщины фильтров подбираются в соответствии со стандартными кривыми пропускания. Фильтры для U и R склеены специальным сортом клея, кривая пропускания которого согласована с толщиной фильтра БС-5. Остальные фильтры могут быть склеены обычным канадским бальзамом. Перечисленный набор фильтров относится к

Т а б л и ц а 19

Светофильтры для фотоэлектрического варианта Вильнюсской системы

Обозначение	Составные части фильтра	Пропуск в макс, %	λ_0 , ммк	$\Delta\lambda$, ммк
<i>U</i>	БС5 + УФС2	42	345	40
<i>P</i>	СЗС22 + УФС6	42	374	26
<i>X</i>	ЖС4 + ЗС7 + СЗС21 + ФС7	30	405	22
<i>Y</i>	ЖС12 + СЗС21 + СС4	28	466	26
<i>Z</i>	ЖС17 + ЗС7 + СЗС22	40	516	21
<i>V</i>	ОС11 + СЗС22 + ПС7	26	544	26
<i>T</i>	Интерференционный		625	~20
<i>S</i>	Интерференционный		655	~20

Т а б л и ц а 20

Светофильтры и фотопластинки для фотографического варианта Вильнюсской системы

Обозначение	Составные части фильтра	Фотопластинки или пленки		
		ORWO	Kodak	Советские
<i>U</i>	БС5 + УФС2	ZU1, ZU2	O	A-500
<i>P</i>	СЗС22 + УФС6	ZU1, ZU2	O	A-500
<i>X</i>	ЖС4 + ЗС7 + ФС7	ZU1, ZU2	O	A-500
<i>Y</i>	ЖС12 + СС4	ZU2	O	—
<i>Z</i>	ЖС17 + ЗС7 + СЗС22	NP22, WP1	F,D	A-600
<i>V</i>	ОС11 + СЗС22 + ПС7	NP22, WP1	F,D	A-600
<i>T</i>	КС11	—	D,B	A-620
<i>S</i>	КС13	NP27, NP22	E	A-660

мультищелочному фотоумножителю ФЭУ-79 со стеклянным окном. Фильтры для величин от *U* до *V* могут быть использованы и в случае сурьмяно-цезиевого фотоумножителя типа ФЭУ-64. Кривые реакции одного из основных комплектов фильтров в комбинации с ФЭУ-79 приводятся на рис. 76. Числовые значения пропускания стандартных фильтров и кривых реакции приводятся в работе Страйжиса и Зданавичюса (1970).

Система может быть осуществлена и фотографическим методом. Набор фильтров и фотопластинок для этой цели приводится в табл. 20. Фильтры *U* и *P* должны быть склеены пропускающим ультрафиолет клеем УФ-235, а остальные — канадским бальзамом. В каждом конкретном случае необходимо проверить соответствие кривых реакции стандартной системе.

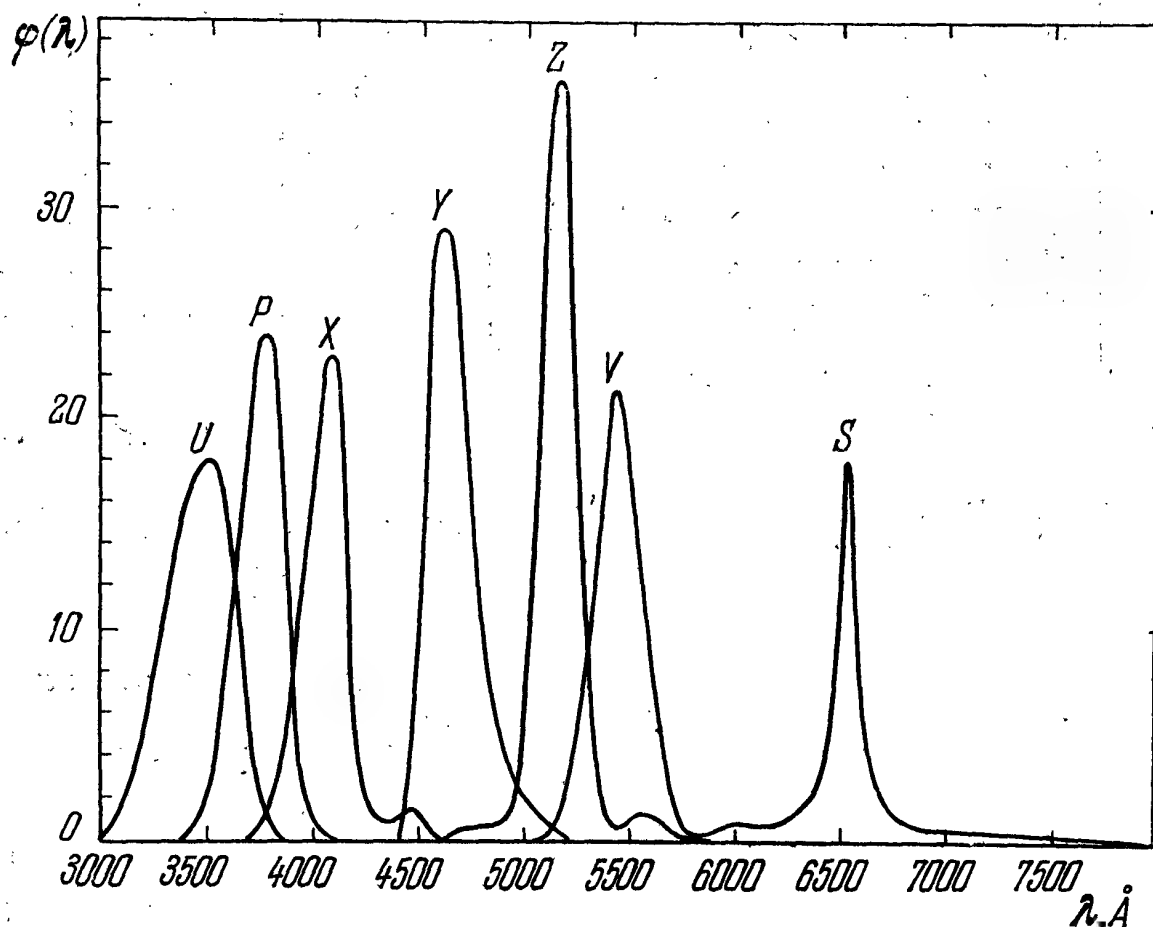


Рис. 76. Кривые реакции Вильнюсской системы (за исключением фильтра *T*).

Величина *U* расположена полностью в ультрафиолете за бальмеровским скачком. Величина *P* расположена на самом бальмеровском скачке и является очень чувствительной к величине скачка и тем самым и к светимости ранних звезд. Эта величина по положению совпадает с величиной *P* Боргмана и имеет лишь бóльшую полуширину. Величина *X* расположена перед бальмеровским скачком и имеет максимум между линиями H_δ и H_ϵ . Величина *Y* расположена вблизи длины волны перелома закона межзвездного покраснения, но так, чтобы избежать влияния межзвездной полосы у 4430 Å. Положение величины *Z* у 5150 Å совпадает с большой полосой поглощения в спектрах G — K — M звезд, образованной скоплением линий, из которых наиболее сильные линии триплета $MgIb$.

Величина V у $5400 \text{ \AA}$ лежит на очередном максимуме интенсивности вслед за упомянутой полосой. Ее средняя длина волны близка к λ_0 величин V системы UBV , из-за чего уравнение цвета между обеими величинами очень мало, а это дает возможность легко переносить нуль-пункт звездных величин из одной системы в другую. Наконец, величина T расположена в провале полосы TiO и в комбинации с соседними величинами обеспечивает отделение М-звезд от остальных. Величина S расположена у максимума интенсивности непосредственно за упомянутой полосой TiO .

Первый список звезд, измеренных в Вильнюсской системе, опубликован в работе Зданавичюса, Суджюса и других (1969). Показатели цвета нормализованы по условию:

$$U - P = P - X = X - Y = Y - Z = Z - V = V - S = 0$$

для непокрасневших звезд спектрального класса О, поэтому показатели цвета почти всех звезд положительны.

В-звезды и сверхгиганты класса А классифицируются с помощью диаграммы Q_{UPY} , Q_{PYZ} (рис. 77), звезды А — F — на диаграмме Q_{UPY} , Q_{XYV} (рис. 78), G-звезды — на диаграмме Q_{UPY} , Q_{XZS} (рис. 79), звезды G — K — M на диаграммах Q_{XZS} , Q_{XYZ} (рис. 80а и 80б) или Q_{XZV} , Q_{XYZ} . М-звезды отделяются от остальных по величине параметра Q_{ZTS} , измеряющего глубину полосы TiO у $6250 \text{ \AA}$. Сплошной линией на рис. 77—79 обозначена главная последовательность нулевого возраста. Калибровка диаграмм по спектральным классам и абсолютным величинам дана в работе Свидерскене, Страйжис (1971).

Напомним, что для классификации ранних звезд классов О — В — А — F не нужны красные величины T и S , а для классификации поздних звезд классов K — M — не нужны ультрафиолетовые величины U и P . Лишь для звезд G необходима комбинация всех величин (за исключением V и T).

Величина T является необходимой лишь для отделения М-звезд от остальных. Она становится ненужной, если такое отделение обеспечивается спектрами с очень малой дисперсией.

Для осуществления всей системы нужен мультищелочной фотоумножитель. Однако часть системы U , P , X , Y ,

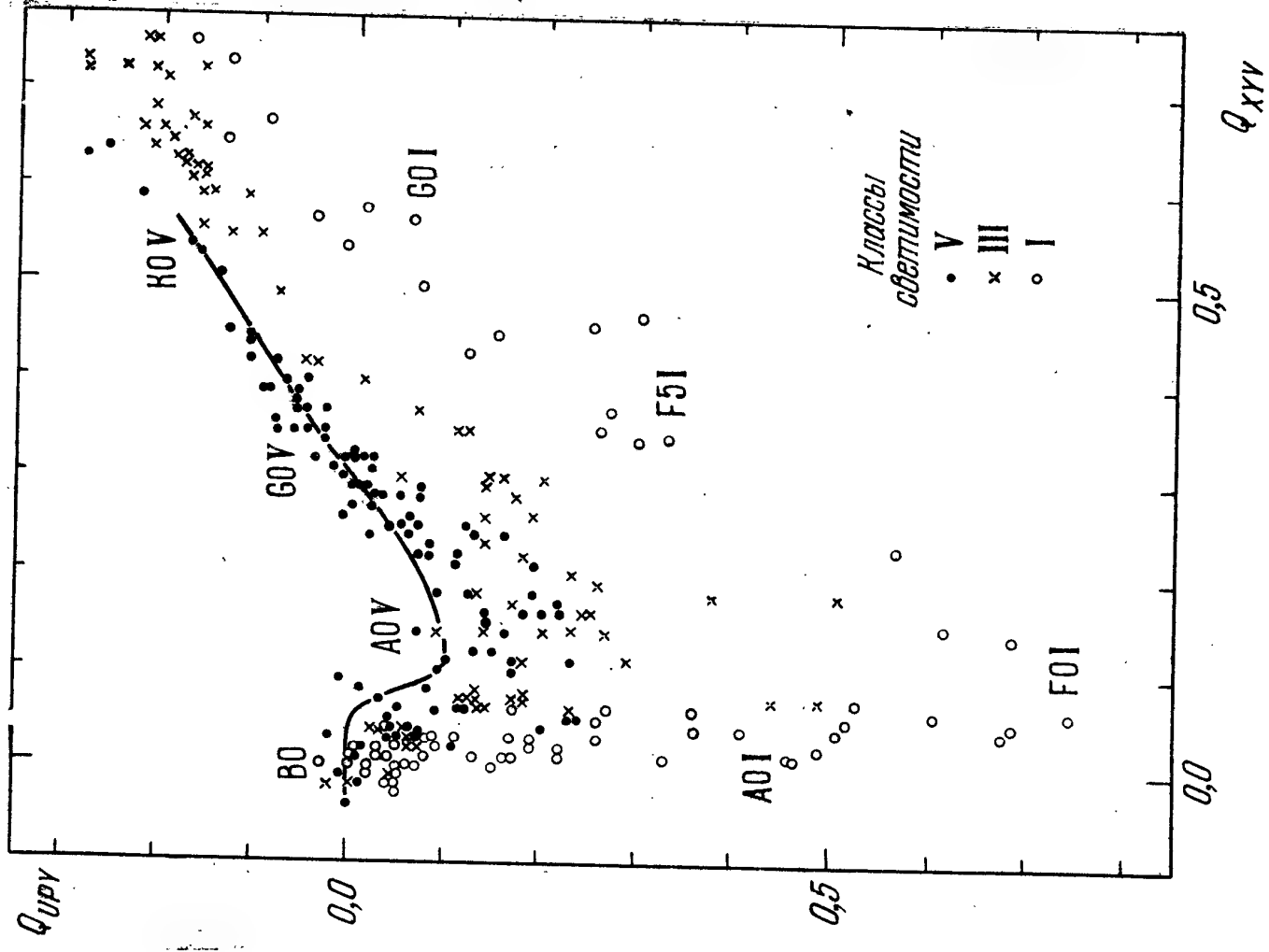


Рис 78. Диаграмма Q_{URU} , Q_{XUV} Вильнюсской системы.

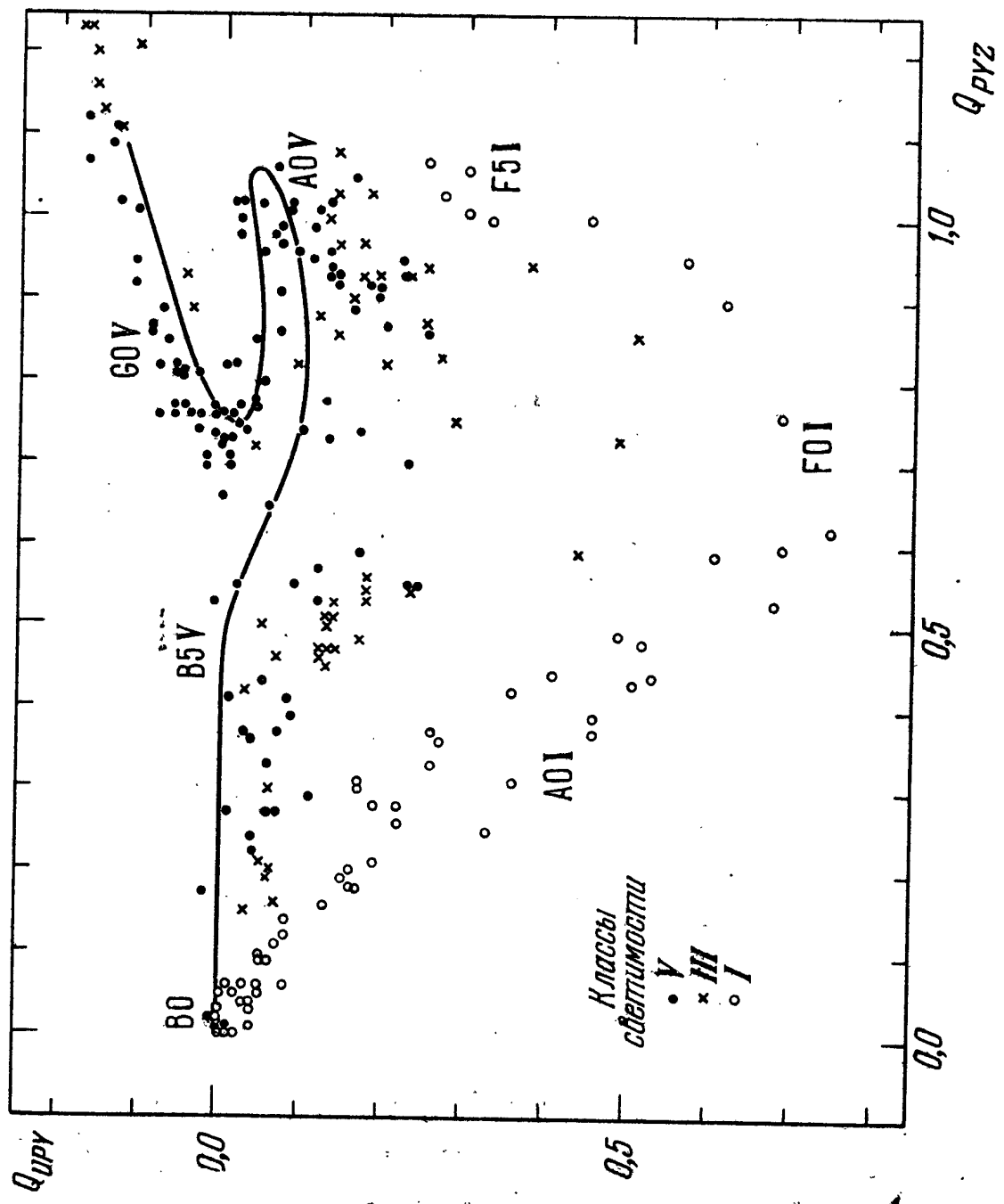


Рис. 77. Диаграмма Q_{URU} , Q_{RUZ} Вильнюсской системы.

Z , V может быть осуществлена и с сурмяно-цезиевым умножителем.

Двухцветные диаграммы $U - P$, $P - Y$; $U - X$, $X - Y$; $X - Y$, $Y - Z$ позволяют очень точно опреде-

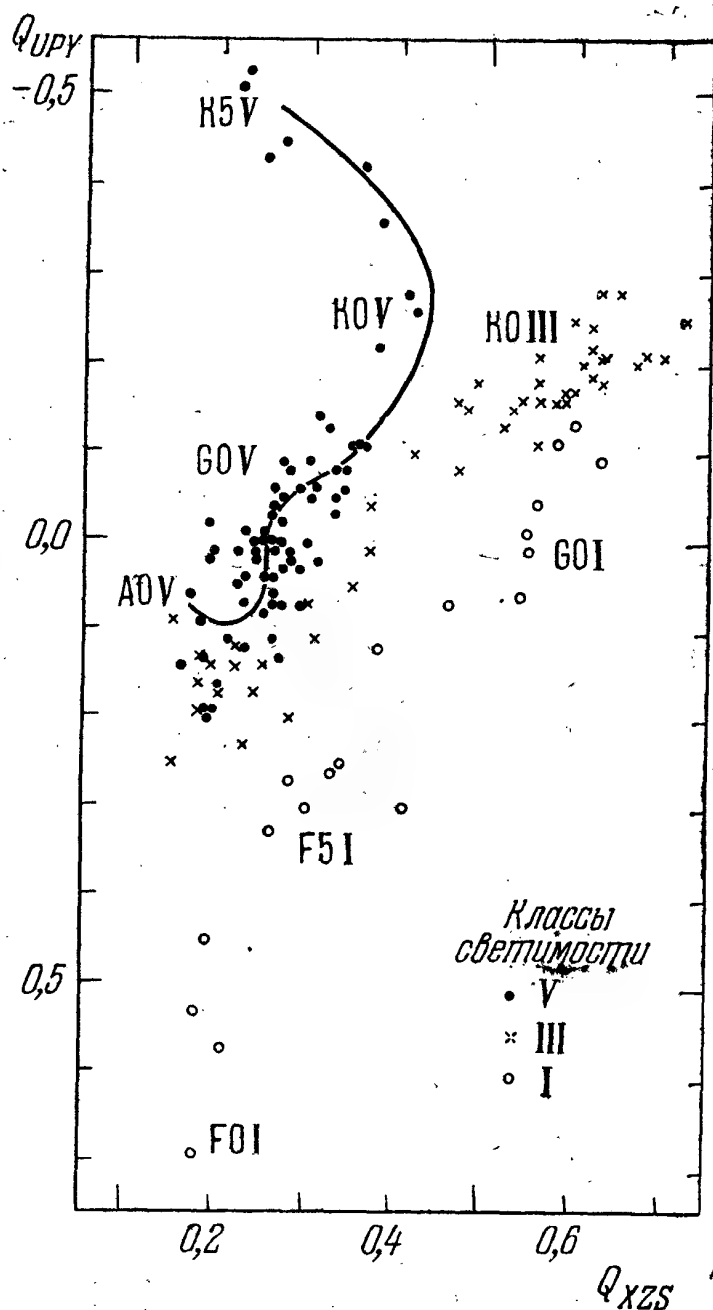


Рис. 79. Диаграмма Q_{URU} , Q_{XZS} Вильнюсской системы.

лить избытки цвета, когда известны классы светимости звезд.

Кроме того, диаграмма $X - Y$, $Y - Z$ обладает еще одним очень ценным свойством — по величине параметра Q_{XYZ} можно предварительно грубо классифицировать звезды по спектральным классам.

В случае непокрасневших звезд для их двумерной классификации могут быть применены любые двухцветные диаграммы и диаграммы типа Q , показатель цвета.

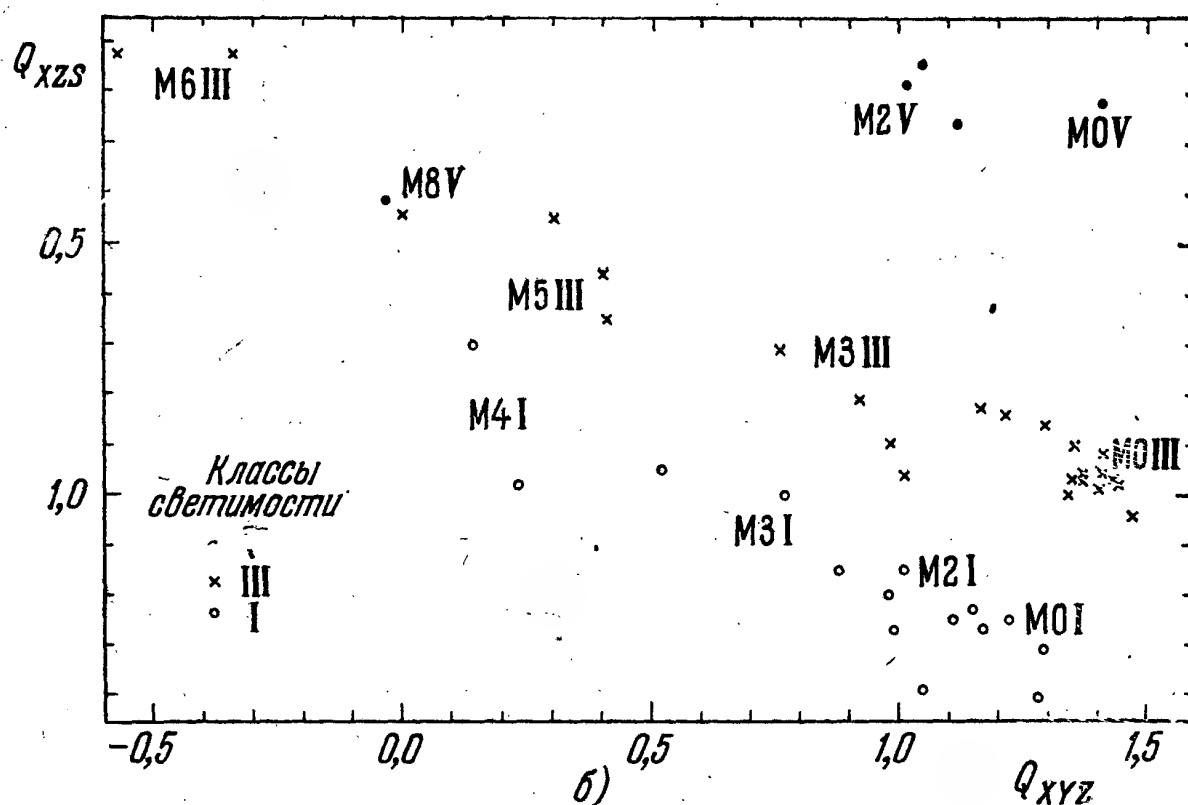
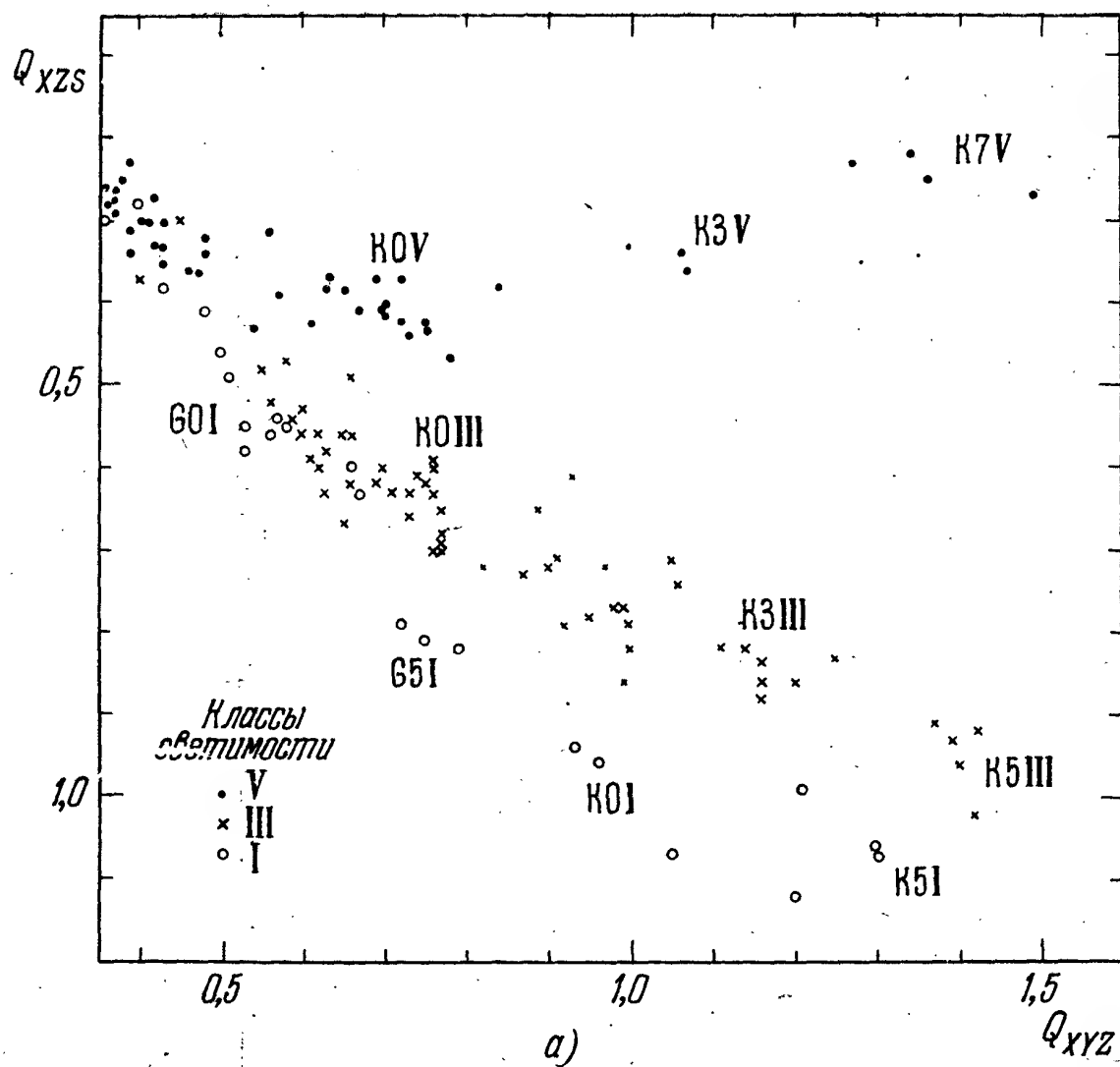


Рис. 80. Диаграмма Q_{XZS} , Q_{XYZ} Вильнюсской системы.
Черные кружки — класс светимости V.

Некоторую неуверенность в двумерную классификацию звезд по диаграммам Q, Q могут внести звезды с peculiarным распределением энергии (металлические, peculiarные, переменные, эмиссионные, кратные звезды, звезды с дефицитом металлов и т. д.).

Система является весьма полезной для исследования некоторых из перечисленных объектов (металлических звезд, субкарликов, пульсирующих переменных). Она позволяет обнаружить и даже классифицировать некоторые двойные звезды, компоненты которых имеют достаточное различие спектральных классов и малое различие светимостей. Так, обнаруженные двойные звезды предлагается называть фотометрически-двойными звездами (Какарас, Страйжис, 1969; Какарас, 1969). Возможно также чисто фотометрически, независимо от величины их межзвездного покраснения, выделять субкарлики (Барткевичюс, Страйжис, 1970a, 1970b), а также металлические звезды и поздние гиганты с дефицитом металлов (Барткевичюс, Страйжис, 1970c, 1970d).

Другие среднеполосные системы.

а) *Четырехцветная система Неффа* (1966, 1967, 1968) со средними длинами волн 3330, 3700, 4680 и 5500 Å и полуширинами 140—330 Å осуществлена в обсерватории Мак Дональд. Автор предложил использовать систему для разделения непокрасневших карликов классов G5 — K5 от гигантов-сверхгигантов. Опубликованы наблюдения 185 ярких звезд различных спектральных классов.

б) *Четырехцветная система Крушевского* (1966) со средними длинами волн 3520, 3780, 4600 и 5500 Å испытана в Варшавской обсерватории. Система осуществлена со стеклянными фильтрами Шотта. Полуширины полос от 290 до 620 Å. Опубликованы наблюдения 104 ярких звезд различных спектральных классов. Автор системы показывает возможность двумерной классификации В-звезд по методу Вальравенов.

в) *Трехцветная система Бойса — Олсена — Хелт* (1967) предложена для фотоэлектрической спектральной классификации М-звезд и состоит из величин со средними длинами волн 6975, 7140 и 7315 Å и полуширинами 150 Å. Метод основан на измерении глубины провала полосы окиси титана у $\lambda = 7100$ Å.

г) *Трехцветная система Эггена* (1967, 1968) со средними длинами волн 6250, 6500 и 10 200 Å и полуширинами порядка 300 Å использована для измерения глубины полосы поглощения TiO в М-звездах у 6200 Å.

§ 4. Узкополосные системы

Все узкополосные системы (с полуширинами полос < 100 Å) предназначены для многомерной классификации звезд путем измерения интенсивности поглощения отдельных сильных линий, полос, скоплений линий или резких скачков интенсивности непрерывного спектра. Для этой цели обычно используются водородные линии H_α , H_β и H_γ , линии металлов, полосы циана, окиси титана, высота бальмеровского скачка или высота скачка интенсивности в К-звездах у полосы G.

Шестицветная система Стремгрена для классификации ранних звезд. В 1922—1927 гг. Линдبلاد в Упсальской обсерватории разработал критерии для двумерной классификации звезд с использованием спектров с очень малой дисперсией. Впоследствии эти критерии стали применяться для количественной классификации звезд методом узкополосной электрофотометрии с интерференционными фильтрами. Впервые их использовал Стремгрен (1951). Для двумерной классификации звезд классов В — А — F был разработан так называемый l , с метод, основанный на шестицветной узкополосной фотометрии:

	a	b	c	d	e	f
λ Å	5030	4861	4700	4520	4030	3650
$\Delta\lambda$ Å	90	35	100	90	90	350

Первые три фильтра предназначены для измерения линии H_β и двух участков непрерывного спектра по обе стороны от нее. Из этих величин формируется параметр

$$l = m(b) - \frac{1}{2} [m(a) + m(c)],$$

являющийся мерой интенсивности поглощения в линии H_β .

Следующие три фильтра предназначены для измерения высоты бальмеровского скачка:

$$c = [m(f) - m(e)] - [m(e) - m(d)].$$

Величины e и d расположены в местах, свободных от бальмеровских линий.

Интенсивность линии H_β и тем самым параметр l является хорошей функцией светимости звезды, в то время как высота бальмеровского скачка, т. е. параметр c , в первую очередь отражает температуру. Таким образом, на графике l, c хорошо разделяются последовательности различных светимостей. Оба параметра мало зависят от межзвездного покраснения, поэтому они дают очень уверенную двумерную классификацию. Среди F-звезд начинает чувствоваться влияние третьего параметра — металличности звезды. В качестве меры этого эффекта Стремгрен использует параметр

$$m = [m(e) - m(d)] - [m(d) - m(a)],$$

который похож на параметр m_1 среднеполосной системы u, v, b, y и является мерой дифференциального эффекта бланкетирования в районе $4030 \text{ \AA}$. Параметр m имеет связь с ультрафиолетовым избытком $\delta(U - B)$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$. Так как базис индексов $e - d$ и $d - a$ в шкале $1/\lambda$ отличается мало, то параметр m мало зависит от спектрального класса и межзвездного покраснения.

Более подробно узкополосная система l, c описана в статьях Стремгрена (1956a, 1956b, 1958, 1963b). Там же приводится калибровка диаграммы l, c по спектральным классам и абсолютным величинам.

H_β фотометрия Крауффорда. Крауффорд (1958) ввел модификацию в измерение линии H_β : вместо трех фильтров он стал применять лишь два, оба центрированные на H_β , но имеющие различные ширины — $15 \text{ \AA}$ и $150 \text{ \AA}$. Вместо параметра Стремгрена l определяется параметр β :

$$\beta = m(15 \text{ \AA}) - m(150 \text{ \AA}).$$

В последнее время фильтр с полушириной $15 \text{ \AA}$ заменен фильтром с полушириной $30 \text{ \AA}$ (Крауффорд, Мандер, 1966). Параметр β совершенно не зависит от межзвездного покраснения и от атмосферного поглощения. Последнее

обстоятельство обеспечивает высокую точность измерений.

Крауфорд (1958) провел обширные измерения параметра β для В-звезд как свободных, так и входящих в скопления и ассоциации. Для их двумерной классификации он применял диаграмму $\beta, (U - B)_0$, где величина $(U - B)_0$ определялась из U, B, V измерений после вычета избытка цвета и служила в качестве функции высоты бальмеровского скачка и спектрального класса (вместо параметра s Стремгрена). Впоследствии Крауфорд соединил свою β -фотометрию со среднеполосной системой u, v, b, y Стремгрена. Схема классификации звезд в этой объединенной системе еще находится в процессе разработки (Крауфорд, 1966). Можно предполагать, что диаграмма β, s_1 будет аналогична диаграмме l, s и будет пригодна для двумерной классификации В-звезд. В обсерватории Китт Пик Крауфорд prepares сводный каталог u, v, b, y ,

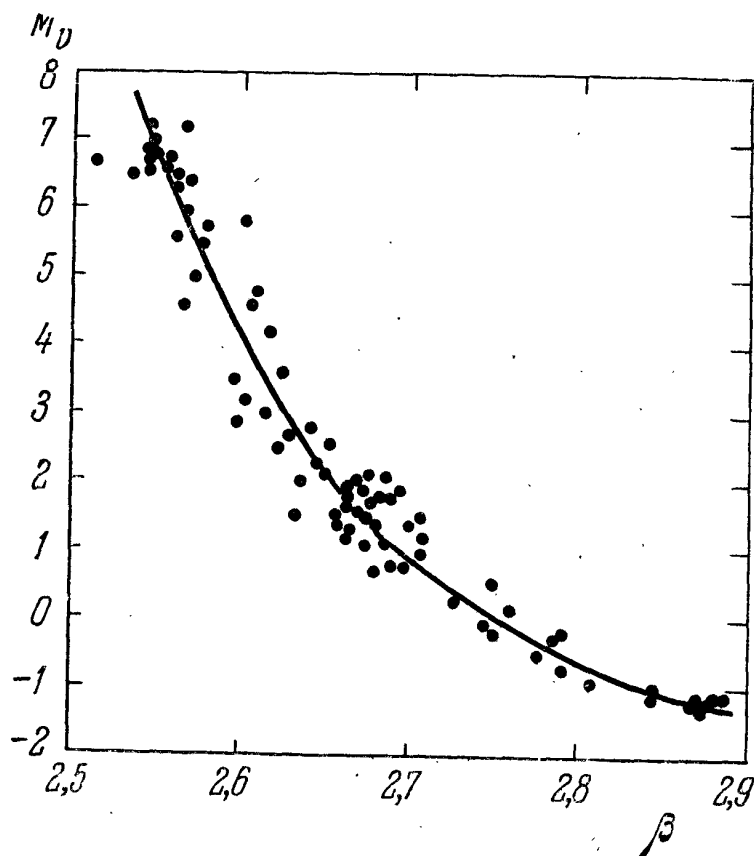


Рис. 81. Зависимость между абсолютной величиной M_v и индексом β Крауфорда.

β величин для всех звезд классов O — G0 до $6^m,5$. Калибровку величины β по абсолютным величинам (рис. 81) выполнил Ферни (1965). Список стандартных звезд для β -фотометрии опубликован Крауфордом и Мандер (1966).

H_γ и H_α фотометрия. В качестве функции абсолютной величины для В-звезд некоторые авторы предпочитают использовать другие бальмеровские линии — H_γ или H_α . Эти линии могут заменить индекс β во всех диаграммах, предназначенных для двумерной классификации звезд. Однако надо учесть, что для F-звезд линия H_γ мало подходит из-за влияния соседних металлических линий, а H_α неприменима для классификации В-звезд из-за возможной эмиссии.

Баппу с сотрудниками (1962) в обсерватории Уттар Прадеш для измерения H_γ и двух областей сравнения в спектре по обе стороны от нее использовали интерференционные фильтры с полуширинами 45 Å. Беер (1964) для измерения H_γ использовал фотоэлектрический спектрофотометр, которым выделялась ширина полосы в 32 Å.

Появился ряд новых работ, посвященных фотометрии H_γ . Калибровка фотоэлектрических измерений H_γ обычно осуществляется посредством фотографической калибровки Петри. В последнее время Хог проводит независимую прямую калибровку фотоэлектрических наблюдений.

Интенсивности поглощения в линии H_α для 951 звезды классов O — A различных светимостей измерил Эндрюс (1968), используя фотоэлектрические спектрометры в обсерваториях Кембриджа и Радклиффа. Ширина полосы измерения — 36 Å. Сравнение интенсивности H_α с интенсивностями H_β и H_γ для нормальных В-звезд показывает, что большинство звезд лежит в узкой полосе. Все отклоняющиеся точки соответствуют известным звездам Ве.

Это понятно, так как из-за крутого бальмеровского декремента в звездах типа Ве интенсивность эмиссии быстро падает от H_α к более высоким членам. Этот факт приводит к двум интересным выводам: 1) из всех наиболее интенсивных бальмеровских линий в качестве критерия абсолютной величины для В-звезд лучше всего использовать H_γ , которая мало подвержена влиянию эмиссии и у которой крылья еще не перекрываются с другими линиями; 2) диаграмма H_γ , H_α может быть использована для обнаружения новых звезд Ве. Абт и Гольсон (1966) провели фотоэлектрические измерения линий H_α , H_β , H_γ и H_δ для большого числа звезд Ве. Они приходят к выводу, что H_δ звезд Ве почти не отличается от нормальных звезд.

Сопоставление интенсивности различных бальмеровских линий позволяет не только обнаружить звезды типа Ве, но и грубо разделить их на звезды V и I классов светимости.

С другой стороны, Крафт, Престон и Вольф (1964) обнаружили, что полуширина линии H_α среди звезд классов G — K является функцией абсолютной величины (поглощение усиливается с увеличением светимости) и эта связь действительна от V до I класса светимости. Это открывает большие возможности для количественной классификации звезд по светимостям, так как в области H_α эти звезды излучают значительно сильнее, чем в диапазоне длин волн у линий H и K, используемых в известном методе Вильсона — Баппу.

Однако Вейстроп (1967) показала, что связь эквивалентных ширин линии H_α с абсолютными величинами значительно слабее и проявляется лишь для I—IV класса светимости. Точность классификации по светимостям по W_λ линии H_α не превышает точности МК классификации. Это же следует из результатов Прайса (1966), измерившего линию H_α в 218 звездах G — K фотоэлектрическим спектрометром со щелью шириной 10,6 Å.

Пит (1964, 1966) опубликовал фотоэлектрические измерения H_α около 770 звезд с шириной щели 35 Å. Следует еще отметить наблюдения Вуда (1965, 1968) интенсивностей линий H_β , H_γ и H_δ с интерференционными фильтрами по примеру Крауффорда; наблюдения Синнерстада и других исследователей (1969) интенсивностей линий H_β , H_γ и HeI (4471 Å); наблюдения Теба (1969) интенсивностей H_α и H_β и других.

Пятицветная система Гильденкерн для классификации звезд G — K. В 1954 г. Стремгрен и Гильденкерн (1955) осуществили узкополосную пятицветную систему, предназначенную для двумерной классификации звезд G8 — K5 на основе критериев Линблада. Авторы использовали интерференционные фильтры со следующими характеристиками (Гильденкерн, 1958):

λ_0 Å	3920	4070	4210	4280	4370
$\Delta\lambda$ Å	120	80	90	80	90

Из этих пяти величин вычисляются три индекса:

$$k = m(4070) - m(3920),$$

$$g = m(4370) - m(4280),$$

$$n = m(4280) - m(4210).$$

Индекс k измеряет величину поглощения в линии K , g — скачок интенсивности фона у полосы G (4310 Å) и n — величину поглощения в полосе циана CN (4216 Å). Измерения 258 звезд классов $G - K$ в этой системе были опубликованы в работах Гильденкерн (1955, 1958). Применение системы для классификации звезд описано в работах Стремгрена и Гильденкерн (1955) и Гильденкерн (1958). Показано, что индексы k и g являются хорошими индикаторами спектрального класса, причем k лучше всего подходит для классификации звезд $G8 - K3$, а g — для звезд $K1 - K5$. Индекс n является функцией светимости звезды, так как полоса CN интенсивнее у звезд более высокой светимости. Таким образом, диаграммы k , n и g , n дают двумерную классификацию звезд $G8 - K5$. Понятно, что система может быть применена лишь для классификации непокрасневших звезд.

Позднее Боргман (1959) показал, что параметр, аналогичный параметру m системы Стремгрена, является хорошим критерием металличности не только для спектральных классов $A - F$, но и для $G - K$. В связи с этим Гильденкерн (1961) дополнил свою систему еще двумя величинами у 4510 и 4970 Å и вычислил параметр m в виде

$$m = [m(4970) - m(4510)] - [m(4510) - m(4050)].$$

Это дало возможность перейти к трехмерной классификации непокрасневших звезд с использованием параметров S , L и C , являющихся комбинациями индексов k , g , n и m (Гильденкерн, 1964). В последнее время Гильденкерн произвел ревизию своей системы (не опубликовано). Система, аналогичная системе Гильденкерн, была осуществлена Майнером (1966). Крауфорд (1961) и Вильямс (1966) объединили среднеполосную систему Стремгрена u , v , b , y с системой Гильденкерн с целью осуществления классификации гигантов классов $G - K$ и цефеид по металличности.

Фотоэлектрическая фотометрия спектральных линий и полос. Ныне широко проводятся работы по узкополосной фотоэлектрической фотометрии отдельных спектральных линий и полос, пригодных для классификационных целей. В табл. 21 перечисляются опубликованные работы в этой области. Большинство из упомянутых работ выполнено в Кембриджской обсерватории. Спектральные полосы выделяются обычно с помощью диспергирующей системы и выходных щелей.

На основе упомянутых выше фотоэлектрических измерений линий и полос можно построить диаграммы,

Т а б л и ц а 21

Сводка работ фотоэлектрической фотометрии отдельных спектральных линий и полос

Автор	Линия или полоса	$\Delta\lambda$ Å	Основные классификац. задачи	Интервал спектров
1. Гриффин, Редман (1960)	Полоса CN (4200 Å)	50	Светимость	G8 — K5
	G полоса (4305 Å)	30	Сп. класс	
2. Диминг (1960)	Триплет MgIb (5167, 5173, 5184 Å)	29	Светимость	G0 — K5
3. Гриффин (1961)	Триплет FeI (5247, 5250, 5254 Å)	11	Светимость	G5 — K5
	Дублет NaID (5890, 5896 Å)	15	Сп. класс	G5 — K5
4. Пит (1964)	Триплет CaI (6103, 6122, 6162 Å)	20	Светимость	G8 — K5
5. Скарф (1966)	Триплет FeI (5247, 5250, 5254 Å)	11	Популяция Светимость	G5 — K5
	FeIRMT 15 (7 линий)	21,5	»	G0 — K5
	FeIRMT 1146 (8 ли- ний)	20,5	»	G0 — K5
6. Прайс (1966)	Дублет NaID (5890, 5896 Å)	16	Сп. класс Светимость Популяция	F5 — K5
7. Крафт (1960)	G полоса (4305 Å)	10	Сп. класс	F2 — K0
8. Ферни (1966)	CaI (4226 Å)	15	Сп. класс Светимость	F0 — M2
9. Локвуд (1968)	CaIIK (3933 Å)	27,5	Сп. класс	B3 — M3
10. Хенри (1969)	Ca II K (3933 Å)	8,5	Сп.класс, ме- талличность	B5 — F2

пригодные для двумерной и трехмерной классификации звезд. Для классификации звезд G — K по спектральным классам и светимостям можно использовать диаграммы CN, $B - V$; Mgb, $B - V$; Fe I 5250, $B - V$; Ca I, $B - V$ и др. На этих диаграммах по оси ординат откладывается критерий светимости — интенсивность линии или полосы, а по оси абсцисс — $B - V$ — индекс температуры. Такие диаграммы можно использовать лишь для классификации непокрасневших звезд. Значительно более ценными являются диаграммы, где на обеих осях отложены интенсивности линий (CN, G; Fe I 5250, NaD; Fe I RMT 15, Mgb; Mgb, NaD; Ca I 4226, Mgb и др.); такие диаграммы пригодны для классификации звезд независимо от межзвездного покраснения. В качестве примера на рис. 82

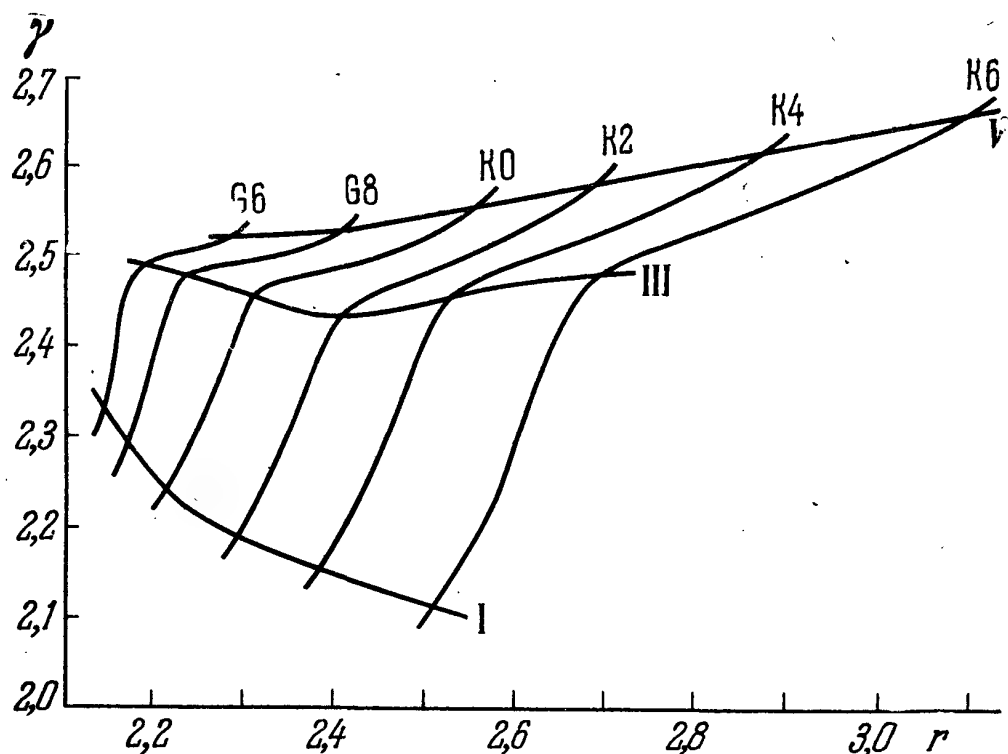


Рис. 82. Диаграмма γ, r . По оси абсцисс отложен индекс линий Mgb, по оси ординат — индекс линии Ca I 4226 Å.

приводится диаграмма CaI, Mgb с изолюмами и изоспектрами. Некоторые измерявшиеся линии показывают эффект химического состава или эффект популяции (триплет CaI, дублет NaD), однако еще пока не разработана схема фотоэлектрической классификации поздних звезд по третьему параметру.

Другие узкополосные системы. Среди других узкополосных систем отметим следующие: систему Гильденкерна и Хелт (1966) для двумерной классификации

гигантов и сверхгигантов класса М, систему Смака (1966а, 1966b) для спектральной классификации гигантов и сверхгигантов класса М, систему МакКлура и ван ден Берга (1968) для классификации гигантов класса К по металличности (МакКлур, 1970), 12-цветную систему Вуда (1969) для трехмерной классификации звезд и звездных систем и т. д.

§ 5. Сравнение возможностей различных фотометрических систем и необходимость стандартной системы

Ниже сравниваются между собой основные среднеполосные и узкополосные системы, применяемые для двумерной классификации В-звезд. Числа, приводимые в нижней строчке таблицы, определяют среднюю разрешающую способность системы по абсолютным величинам. Они получены путем измерения минимального расстояния в звездных величинах между звездами В2V, В5V, В7V и В9V, с одной стороны, и последовательностью сверхгигантов, с другой стороны, с последующим делением на разность M_V и осреднением. При этом считалось, что для I класса светимости абсолютная величина $M_V = -6^m$.

Вильнюс	Вальравены	Боргман	Стремгрен	Крауфорд
Q_{UPY}, Q_{PYZ}	Q_{WUBV}, Q_{UBV}	Q_{RQNM}, Q_{PNM}	l, c	$\beta, (U - B)_0$
0^m05	0^m05	0^m04	0^m015	0^m03

Сравнение данных показывает, что лучше всего последовательности В-звезд V и I классов светимости разделяются в Вильнюсской системе и системе Вальравенов (0^m05 на $\Delta M_V = 1$). Система Боргмана лишь незначительно уступает им по разделению светимостей. Узкополосные системы Стремгрена и Крауфорда дают меньшее разделение, однако надо учесть, что там индекс линии H_β измеряется с вдвое большей точностью, чем параметры Q других систем.

Системы, предназначенные для классификации звезд G8 — K5, сравниваются ниже. В нижней строчке первая цифра соответствует звездам G8 — K0 и вторая цифра — звездам K5. Видно, что Вильнюсская система дает лучшее разделение классов светимости.

Спектры	Вильнюс	Вильнюс	Гильденкерн	Ферни — Диминг
	Q_{XZS}, Q_{XYZ}	Q_{XZV}, Q_{XYZ}	$L = f(n, k, m)$	CaI4226, Mgb
G8 — K5	$0^m,02—0^m,06$	$0^m,02—0^m,07$	$0^m,02$	$0^m,02—0^m,04$

Точность классификации звезд A — F — G в Вильнюсской системе не уступает точности классификации в диаграммах Стремгрена $c_1, b — y$ и l, c .

Итак, можно сделать вывод, что Вильнюсская система по точности классификации ранних и средних звезд не уступает лучшим среднеполосным и узкополосным системам, а по точности классификации поздних звезд значительно их опережает.

Большую роль при исследованиях слабых звезд играет проникающая способность систем. Основываясь на данных Стремгрена (1963а), приведем следующее сравнение проникающих способностей 90-см рефлексора с применением различных методов наблюдения звезд за один час экспонирования или фотоэлектрического интегрирования:

Расширенные спектры для МК классификации	11^m
U, B, V-фотометрия	18^m
Система Вальравенов	17^m
Узкополосная l, c фотометрия	14^m
Узкополосная фотометрия Редмана	$13^m—14^m$

По имеющемуся опыту Вильнюсская среднеполосная система на 70-см рефлексоре АЗТ-8 с хорошим фотоумножителем ЕМІ 9502 за время интегрирования порядка одной минуты дает 12^m с точностью $\pm 0^m,01$, что означает, что за время один час можно достичь 16^m при условии ничтожного темнового тока и фона неба.

Приведенные данные показывают, что фотоэлектрические методы классификации звезд имеют значительно бóльшую проникающую способность, чем фотографичес-

кие методы с похожей точностью. Наиболее эффективными следует считать среднеполосные системы, обладающие достаточно большой информацией и достаточно большой проникающей способностью. Фотометрический метод классификации звезд, кроме большой точности и проникаемости, обладает еще одним важным достоинством: он позволяет работать в густоскученных областях Млечного Пути, где спектральные методы применять невозможно из-за перекрытий спектров.

Как видно из проведенного анализа, начиная примерно с 1960 г. число создаваемых фотометрических систем стало быстро увеличиваться. Все они полезны в том смысле, что дают точные и подробные сведения о фотометрических свойствах звезд различных типов в различных областях спектра. Однако все увеличивающееся в последние годы количество звезд с известными детальными кривыми распределения энергии в спектрах уменьшает значение многоцветных фотометрических систем в упомянутом аспекте, так как детальная кривая энергии звезды дает несравненно больше, чем несколько показателей цвета.

Вместе с тем рост количества фотометрических систем является отрицательным явлением в том смысле, что напрасно повторяются наблюдения одних и тех же звезд и тем самым теряется драгоценное наблюдательное время. В то же время ждет детального исследования масса звезд нашей Галактики. Этот ущерб науке становится тем более серьезным, что наблюдения звезд почти во всех среднеполосных и узкополосных системах нельзя редуцировать в одну систему.

Сейчас в области среднеполосных и узкополосных систем создалось такое же неопределенное положение, какое было среди широкополосных систем до введения единой системы U , B , V , которая объединила в одно целое все до этого разрозненные усилия астрономов, что тем самым дало сильный научный эффект.

В связи с таким положением уже давно поднимаются голоса в пользу выбора оптимальной фотометрической среднеполосной системы, основанной на анализе кривых распределения энергии в спектрах звезд (Никонов, 1954; Страйжис, 1963; Штейнлин, 1963; Бекер, 1963). Тем более, что у всех рассмотренных систем цели одинаковые — определение спектрального класса, светимости, межзвезд-

ного покраснения звезды и ее металличности *). Опыт, приобретенный при разработке Вильнюсской фотометрической системы, показывает возможность решения этой проблемы. Вильнюсская система весьма близка к оптимальной.

§ 6. О многоцветной фотометрии переменных звезд

Фотометрия переменных звезд проводится с двумя целями: 1) получение их кривых изменения блеска и 2) изучение физических свойств переменных и их изменения во время переменности блеска. Первая задача, казалось бы, не предъявляет больших требований к фотометрической системе — кривая блеска звезды может быть получена в любой фотометрической системе и даже в интегральном свете. Однако в действительности обе задачи тесно переплетены и часто физические свойства переменных звезд проявляются как раз во время сравнения их кривых блеска в различных длинах волн. Вместе с тем получение кривых блеска различных переменных звезд должно выполняться в строго одинаковой и хорошо воспроизводимой системе, чтобы мы могли сравнивать данные, полученные для переменных звезд различных типов и для постоянных звезд. Это говорит против стихийности в выборе спектральных участков для фотометрии переменных звезд. Для переменных звезд стандартная система столь же необходима, как и для постоянных звезд.

Вместе с тем правомочна идея о том, что каждый тип переменных звезд может иметь свою специфическую систему, т. е. набор длин волн, в которых лучше всего раскрываются физические свойства звезд данного типа. Действительно, мир переменных столь богат и разнообразен, что было бы нелепостью применять для исследования всех их физических свойств одни и те же спектральные области.

Рассмотрим основные типы физических переменных звезд в фотометрическом аспекте. Пульсирующие и эруптивные переменные резко отличаются по своеобразности их

*) Эффекты вращения и ориентации звезд пока не могут определяться чисто фотометрически.

кривых распределения энергии. У пульсирующих звезд: цефеид типов RR Lyr и Миры Кита и других красных переменных, звезд типов β CMa и δ Sct, магнитных переменных распределение энергии по спектру напоминает распределение в спектрах нормальных, постоянных звезд и поэтому для большинства из них применимы те же многоцветные системы, которые разработаны для нормальных звезд. Как показал опыт многих исследователей, такие звезды на двуцветных диаграммах или диаграммах Q , Q обычно лежат в областях нормальных последовательностей звезд различных светимостей и поддаются двумерной спектральной классификации. Из-за изменения температур и светимостей пульсирующие переменные на этих диаграммах обычно описывают замкнутые кривые различной формы, которая позволяет в некоторых случаях даже судить о типе переменности звезды без более детального исследования. Правда, в некоторых фазах и пульсирующие переменные могут иметь аномальное распределение энергии, вызванное появлением эмиссионных линий или другими причинами.

Эруптивные звезды (сверхновые, новые, звезды типа U Gem, Z Cam, RW Aur и UV Cet), как правило, показывают весьма своеобразное распределение энергии в спектре. В их спектрах во многих фазах переменности появляются сильнейшие эмиссионные линии и иногда накладывается непрерывная эмиссия. Звезды типов U Gem и Z Cam, кроме того, показывают симбиоз двух распределений энергии — горячей и холодной звезд. В связи с этим для эруптивных звезд применение большинства многоцветных фотометрических систем, разработанных для классификации постоянных звезд, лишено смысла. Для каждого типа в этом случае необходимо разработать специфические фотометрические системы, дающие сведения о состоянии физических свойств звезды во время наблюдения. Такие системы должны состоять из набора кривых реакции, расположенных в местах характерных эмиссий и в местах, свободных от них. Удачное их расположение, по-видимому, может дать информацию о цветовой температуре звезды, о фазе ее переменности и, возможно, о величине межзвездного поглощения. Возможно, что эту задачу нельзя решить в пределах традиционного оптического окна в атмосфере. Привлечение инфракрасной и да-

лекой ультрафиолетовой областей спектра сейчас уже не вызывает принципиальных технических трудностей, когда за пределами земной атмосферы работают орбитальные астрономические обсерватории.

ЛИТЕРАТУРА

- А б т и Г о л ь с о н, 1966 — Abt H. A., Golson J. C., ApJ 143, 306.
- А ж у с е н и с А. и С т р а й ж и с В., 1966а, Вильнюс. бюлл. № 16, 3.
- А ж у с е н и с А. и С т р а й ж и с В., 1966b, Вильнюс. бюлл. № 17, 3.
- А ж у с е н и с А. и С т р а й ж и с В., 1966с, Вильнюс. бюлл. № 18, 3.
- А ж у с е н и с А. и С т р а й ж и с В., 1967, Вильнюс. бюлл. № 19, 28.
- А ж у с е н и с А. и С т р а й ж и с В., 1969, АЖ 46, 402.
- А ж у с е н и с А., С т р а й ж и с В. и С у д ж ю с И., 1966, Вильнюс. бюлл. № 18, 34.
- А л е к с а н д е р и Я л л о п, 1967—Alexander J. B., Yallop B. D., ROV No. 131.
- Б а п п у, Ч а н д р а, С а н в а л, С и н в а л, 1962 — Barpu M. K. V., Chandra S., Sanwal N. B., Sinvhal S. D., MN 123, 521.
- Б а р т к е в и ч ю с А. и С т р а й ж и с В., 1970а, Вильнюс, бюлл. № 28, 33.
- Б а р т к е в и ч ю с А. и С т р а й ж и с В., 1970b, Вильнюс, бюлл. № 30, 3.
- Б а р т к е в и ч ю с А. и С т р а й ж и с В., 1970с, Вильнюс, бюлл. № 30, 16.
- Б а р т к е в и ч ю с А. и С т р а й ж и с В., 1970d, Вильнюс, бюлл. № 30, 33.
- Б е к е р, 1938 — Becker W., Z. f. Ap. 15, 225.
- Б е к е р, 1942 — Becker W., AN 272, 179.
- Б е к е р, 1946 — Becker W., Veroff. Sternw Göttingen, Nr. 79—81.
- Б е к е р, 1948 — Becker W., ApJ 107, 278.
- Б е к е р, 1951 — Becker W., Z. f. Ap. 29, 66.
- Б е к е р, 1963 — Becker W., Basic Astron. Data, Chicago, стр. 241.
- Б е е р, 1964 — Beer A., MN 128, 261.
- Б л а н к о, Д е м е р с, Д у г л а с, Ф и ц д ж е р а л ь д, 1963 — Blanco V. M., Demers S., Douglass G. G., Fitzgerald M. P., Publ. Naval. Obs., 21.
- Б о й с, О л ь с е н, Х е л т, 1967 — Boyce P. B., Olsen E. H., Helt B. E., PASP 79, 473.
- Б о р г м а н, 1959 — Borgman J., ApJ 129, 362.
- Б о р г м а н, 1960 — Borgman J., PAN 15, 255.
- Б о р г м а н, 1961 — Borgman J., BAN 16, 99.
- Б о р г м а н, 1963 — Borgman J., BAN 17, 58.
- Б о р г м а н и Б л а а у, 1964 — Borgman J., Blaauw A., BAN, 17, 358,

- Валлерштейн, 1964 — Wallerstein G., PASP 76, 175.
 Валлерштейн и Хелффер, 1966 — Wallerstein G., Helfer H. L., AJ 71, 350.
 Вальравен, 1964 — Walraven T., IAU Symp, No. 24, стр. 274.
 Вальравен и Вальравен, 1960 — Walraven T., Walraven J. H., BAN 15, 67.
 Вейстроп, 1967 — Weistrop D., PASP 79, 546.
 Вильямс, 1966 — Williams J. A., AJ 71, 615.
 Вишневский и Джонсон, 1968 — Wisniewski W. Z., Johnson H. L., Comm. Lunar and Planet. Lab., No. 112.
 Вуд, 1965 — Wood H. J., McCormick Publ. 15, part 2.
 Вуд, 1968 — Wood H. J., ApJ 152, 117.
 Вуд, 1969 — Wood D. B., AJ 74, 177.
 Гильденкерн, 1955 — Gyldenkerne K., ApJ 121, 38.
 Гильденкерн, 1958 — Gyldenkerne K., Ann. d' Astrophys., 21, 26 и 77.
 Гильденкерн, 1961 — Gyldenkerne K., ApJ 134, 657.
 Гильденкерн, 1964 — Gyldenkerne K., Kobenhavn Publ. No. 178 и No. 180.
 Гильденкерн и Хелт, 1966 — Gyldenkerne K., Helt B., IAU Symp. No. 24, стр. 162.
 Голэ, 1955 — Golay M., Mem. Soc. Astr. Ital. 26, 41.
 Голэ, 1963 — Golay M., Geneve Publ. fasc. 64.
 Гриффин, 1961 — Griffin R. F., MN 122, 181.
 Гриффин и Редман, 1960 — Griffin R. F., Redman R. O., MN 120, 287.
 Гюнтер, 1950 — Günther S., Z. f. Ap. 27, 167.
 Джонсон, 1952a — Johnson H. L., ApJ 116, 272.
 Джонсон, 1952b — ApJ 116, 640.
 Джонсон, 1954 — Johnson H. L., ApJ 119, 181.
 Джонсон, 1955 — Johnson H. L., Ann. d'Aph. 18, 292.
 Джонсон, 1964 — Johnson H. L., TTB, No. 25, 305.
 Джонсон, 1965a — Johnson H. L., ApJ 141, 170.
 Джонсон, 1965b — Johnson H. L., ApJ 141, 923.
 Джонсон, 1966 — Johnson H. L., An. Rev. Astron. and Astrophys. 4, 193.
 Джонсон, 1967 — Johnson H. L., ApJ 149, 345.
 Джонсон, 1968 — Johnson H. L., Nebulae and Interst. Matter, Chicago, стр. 167.
 Джонсон и Боргман, 1963 — Johnson H. L., Borgman J., BAN 17, 115.
 Джонсон, МакАртур и Митчелл, 1968 — Johnson H. L., Mac Arthur J. W., Mitchell R. I., ApJ 152, 465.
 Джонсон, Митчелл, Ириарте и Вишневский, 1966 — Johnson H. L., Mitchell R. I., Iriarte B., Wisniewski W. Z., Comm. Lunar and Plan. Lab. No. 63.
 Джонсон, Митчелл и Латам, 1967 — Johnson H. L., Mitchell R. I., Latham A. S., Comm. Lunar and Plan. Lab., No. 92.
 Джонсон и Морган, 1951 — Johnson H. L., Morgan W. W., ApJ 114, 522,

- Д ж о н с о н и М о р г а н, 1953 — Johnson H. L., Morgan W. W.,
ApJ 117, 313.
- Д ж о н с о н и Н у к л е с, 1955 — Johnson H. L., Knuckles C. F.,
ApJ 122, 209.
- Д ж о н с о н и Х а р р и с, 1954 — Johnson H. L., Harris D. L.,
ApJ 120, 196.
- Д и м и н г, 1960 — Deeming T. J., MN 121, 52.
- З д а н а в и ч ю с К., Н и к о н о в В. Б., 1967, Вильнюс. бюлл.
№ 19, 3.
- З д а н а в и ч ю с К., С т р а й ж и с В., 1964, Вильнюс. бюлл.
№ 11, 1.
- З д а н а в и ч ю с К., С у д ж ю с И., С в и д е р с к е н е З.,
С т р а й ж и с В., Б у р н а ш е в В., Д р а з д и с Р., Б а р т -
к е в и ч ю с А., К а к а р а с Г., К а в а л я у с к а й т е Г.,
Я с е в и ч ю с В., 1969, Вильнюс. бюлл. № 26, 3.
- К а к а р а с Г., 1969, Вильнюс. бюлл. № 23, 36.
- К а к а р а с Г. и С т р а й ж и с В., 1969, Вильнюс. бюлл. № 23, 3.
- К а к а р а с Г., С т р а й ж и с В., С у д ж ю с И. и З д а н а -
в и ч ю с К., 1968, Вильнюс. бюлл. № 22, 3.
- К а н а в а д ж и а, 1955 — Canavaggia R., Ann. d'Astrophys,
18, 431.
- К а н а в а д ж и а, 1966 — Canavaggia R., IAU Symp. No. 24,
p. 256.
- К а н а в а д ж и а, 1967 — Canavaggia R., Modern Astrophysics,
Paris, стр. 85.
- К и н г, 1915 — King E. S., HA 76, 107.
- К о д, 1959 — Code A. D., ApJ 130, 473.
- К у з и н с, 1963 — Cousins A. W. J., ROB No. 70.
- К у з и н с, Л е й к и С т о й, 1966 — Cousins A. W. J., Lake R.,
Stoy R. H., ROB No. 121.
- К у з и н с и С т о й, 1962 — Cousins A. W. J., Stoy R. H., ROB
No. 49.
- К у з и н с и С т о й, 1963 — Cousins A. W. J., Stoy R. H., ROB
No. 64.
- К у з и н с, Э г г е н и С т о й, 1961 — Cousins A. W. J., Eggen
O. J., Stoy R. H., ROB No. 25.
- К р а ф т, 1960 — Kraft R. P., ApJ 131, 330.
- К р а ф т, П р е с т о н и В о л ь ф, 1964 — Kraft R. P., Preston
G. W., Wolff S. C., ApJ 140, 235.
- К р о н, 1958 — Kron G. E., PASP 70, 561.
- К р о н, 1960 — Kron G. E., Vistas in Astr. 3, 171.
- К р о н и Г а с к о й н, 1953 — Kron G. E., Gascoigne S. C. B.,
ApJ 118, 511.
- К р о н, Г а с к о й н и У а й т, 1957 — Kron G. E., Gascoigne
S. C. B., White H. S., AJ 62, 205.
- К р о н и М е й а л л, 1960 — Kron G. E., Mayall N. U., AJ 65,
581.
- К р о н и С м и т, 1951 — Kron G. E., Smith J. L., ApJ 113, 324.
- К р о н, У а й т и Г а с к о й н, 1953 — Kron G. E., White
H. S., Gascoigne S. C. B., ApJ 118, 502.
- К р а у ф о р д, 1958 — Crawford D. L., ApJ 128, 185.
- К р а у ф о р д, 1961 — Crawford D. L., AJ 66, 281.

- Крауфорд, 1966 — Crawford D. L., IAU Symp. No. 24, стр. 170.
- Крауфорд и Барнс, 1970 — Crawford D. L., Barnes J. V., AJ 75, 978.
- Крауфорд и Мандер, 1966 — Crawford D. L., Mander J., AJ 71, 114.
- Крушевский, 1966 — Kruszewski A., Acta Astron. 16, 285.
- Локвуд, 1968 — Lockwood G. W., AJ 73, 14.
- Лоу, 1965 — Low F. J., ApJ 141, 326.
- Майнер, 1966 — Miner E. D., ApJ 144, 1101.
- МакКлур и Берг ван ден, 1968 — McClure R. D., Bergh van den S., AJ 73, 313.
- МакКлур, 1970 — McClure R. D., AJ 75, 41.
- Мелбурн, 1960 — Melbourne W. G., ApJ 132, 101.
- Мендоза, 1967 — Mendoza E. E., TTB No. 28, 114.
- Мендоза и Джонсон, 1965a — Mendoza E. E., Johnson H. L., ApJ. 141, 161.
- Мендоза и Джонсон, 1965b — Mendoza E. E., Johnson H. L., TTB No. 27, 57.
- Миан, 1963 — Mianes P., Ann. d'Astroph. 26, 1.
- Митчелл и Джонсон, 1969 — Mitchell R. I., Johnson H. L., Comm. Lunar and Planet Lab. No. 132.
- Морган, Харрис и Джонсон, 1953 — Morgan W. W., Harris D. L., Johnson H. L., ApJ 118, 92.
- Нефф, 1966 — Neff J. S., AJ 71, 202.
- Нефф, 1968 — Neff J. S., AJ, 73, 75.
- Нефф и Трейвис, 1967 — Neff J. S., Travis L. D., AJ 72, 48.
- Никонов В. Б., 1954, Изв. КрАО 12, 134.
- Остерхоф, 1966 — Oosterhoff P. Th., Vistas in Astr. 8, стр. 179.
- Паркхерст, 1912 — Parkhurst J. A., ApJ 36, 169.
- Пейджел, 1963 — Pagel B. E. J., Obs. 83, 133.
- Пит, 1964a — Peat D. W., MN, 128, 435.
- Пит, 1964b — Peat D. W., MN 128, 475.
- Пит, 1966 — Peat D. W., MN 131, 467.
- Прайс, 1966a — Price M. J., MN 133, 449.
- Прайс, 1966b — Price M. J., MN 134, 135.
- Руфенер, Хаук, Гой, Пейтреман, Голэ, 1964 — Rufener F., Hauck B., Goy G., Peytremann E., Golay M., Geneve Publ., fasc. 66.
- Руфенер, Хаук, Гой, Пейтреман, Медер, 1966 — Rufener F., Hauck B., Goy G., Peytremann E., Maeder A., JO 49, 417.
- Свидерскене З., Страйжис В., 1971, Вильнюс. бюлл. № 31, 3.
- Сендидж и Эгген, 1959 — Sandage A. R., Eggen O. J., MN 119, 278.
- Синнерстад, Арклинг, Альм и Братлунд, 1969 — Sinnerstad U., Arkling J., Alm S. H., Brattlund P., Arkiv för Astr. 5, 105.
- Скарф, 1966 — Scarfe C. D., MN 133, 99.
- Смак, 1966a — Smak J., Acta Astron. 16, 109.
- Смак, 1966b — Smak J., Colloq. on late-type Stars. Proc. Trieste., ed. M. Hack, Trieste, 225.

- С м и т, 1968 — Smith M., PASP 80, 223.
- С т е б б и н с и К р о н, 1956 — Stebbins J., Kron G. E., ApJ 123, 440.
- С т е б б и н с и К р о н, 1964 — Stebbins J., Kron G. E., ApJ 139, 424.
- С т е б б и н с и У а й т ф о р д, 1938 — Stebbins J., Whitford A. E., ApJ 87, 237.
- С т е б б и н с и У а й т ф о р д, 1943 — Stebbins J., Whitford A. E., ApJ 98, 20.
- С т е б б и н с и У а й т ф о р д, 1945 — Stebbins J., Whitford A. E., ApJ 102, 318.
- С т е б б и н с и У а й т ф о р д, 1948 — Stebbins J., Whitford A. E., ApJ 108, 269.
- С т е б б и н с, У а й т ф о р д и Д ж о н с о н, 1950 — Stebbins J., Whitford A. E., Johnson H. L., ApJ 112, 469.
- С т р а й ж и с В., 1963a, Вильнюс. бюлл. № 5, 1.
- С т р а й ж и с В., 1963b, Вильнюс. бюлл. № 6, 1.
- С т р а й ж и с В., 1963c, Вильнюс. бюлл. № 6, 9.
- С т р а й ж и с В., 1963d, Астрон. цирк. № 254, 3.
- С т р а й ж и с В., 1964a, АЖ 41, 406.
- С т р а й ж и с В., 1964b, АЖ 41, 750.
- С т р а й ж и с В., 1964c, АЖ 41, 979.
- С т р а й ж и с В., 1964d, Вильнюс. бюлл. № 11, 11.
- С т р а й ж и с В., 1965, Вильнюс. бюлл. № 15, 3.
- С т р а й ж и с В., 1966 — Straizys V., Trans. IAU 12B, 261.
- С т р а й ж и с В. и З д а н а в и ч ю с К., 1964, АЖ 41, 519.
- С т р а й ж и с В. и З д а н а в и ч ю с К., 1965a, Бюлл. Абаст. обс. 33, 74.
- С т р а й ж и с В. и З д а н а в и ч ю с К., 1965b, Астрон. цирк. № 320, 1.
- С т р а й ж и с В. и З д а н а в и ч ю с К., 1965c, Вильнюс. бюлл. № 14, 3.
- С т р а й ж и с В. и З д а н а в и ч ю с К., 1970, Вильнюс. бюлл. № 29, 15.
- С т р е м г р е н, 1951 — Strömgren B., AJ 56, 142.
- С т р е м г р е н, 1956a — Strömgren B., Vistas in Astron. 2, 1336.
- С т р е м г р е н, 1956b — Strömgren B., Proc. 3rd Berkeley Symp. Math. Stat. and Prob. 3, 49.
- С т р е м г р е н, 1958 — Strömgren B., Stellar Populations, Vatican, 245 и 385.
- С т р е м г р е н, 1963a — Strömgren B., Basic Astr. Data, ed. K. Aa. Strand, University of Chicago Press, 123.
- С т р е м г р е н, 1963b — Strömgren B., Quart. Journal of R.A.S. 4, 8.
- С т р е м г р е н, 1964 — Strömgren B., Astrophysica Norvegica 9, 333.
- С т р е м г р е н, 1966 — Strömgren B., Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 4, 433.
- С т р е м г р е н, Г и л ь д е н к е р н, 1955 — Strömgren B., Gyl-denkerne K., ApJ 121, 43.
- С т р е м г р е н, П е р р и, 1965 — Strömgren B., Perry Ch., Photoelectric uvby Photometry of 1217 Stars, Princeton.

Т е б, 1969 — Tebbe P. L., AJ 74, 920.

У и л ь д и, Б е р б и д ж, С е н д и д ж и Б е р б и д ж, 1962 — Wildey R. L., Burbidge E. M., Sandage A. R., Burbidge G. R., ApJ 135, 94.

Ф е р н и, 1965 — Fernie J. D., AJ 70, 575.

Ф е р н и, 1966 — Fernie J. D., MN 132, 485.

Х е н р и, 1969 — Henry R. C., ApJ Suppl. 18, No. 156, 47.

Ш в а р ц ш и л ь д, 1912 — Schwarzschild K., Abhandl. Königl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 8, No. 4.

Ш м и д т, 1956 — Schmidt K. H., Mitt. Sternw. Jena, Nr. 21.

Ш м и д т-К а л е р, 1965 — Schmidt-Kaler Th., Landolt — Börnstein Zahlenwerte und Funktionen aus Naturw. und Technik, Neue Serie, Gruppe VI, стр. 298.

Ш т е й н л и н, 1963 — Steinlin U., Bosscha Contr., No. 21, 34.

Ш т е й н л и н, 1968 — Steinlin U., Z. f. Ap. 69, 276.

Э г г е н, 1950 — Eggen O. J., ApJ 111, 65, 81, 414; 112, 141.

Э г г е н, 1951 — Eggen O. J., ApJ 113, 367, 657.

Э г г е н, 1967 — Eggen O. J., ApJ, Suppl. 14, No. 131, 307.

Э г г е н, 1968 — Eggen O. J., ApJ Suppl. 16, No. 142, 49.

Э г г е н и С е н д и д ж, 1962 — Eggen O. J., Sandage A. R., ApJ 136, 735.

Э н д р ю с, 1968 — Andrews P. J., Mem. RAS 72, 35.

Ю н г, 1963 — Young A. T., Appl. Optics. 2, 51.

Ю н г, 1965 — Young A. T., MN 129, 215.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ
СТАНДАРТЫ*А. С. Шаров*

§ 1. Введение

Фотометрическим стандартом называется близко расположенная на небе группа звезд с надежно измеренными звездными величинами в какой-либо распространенной фотометрической системе. Стандарты играют большую роль в практике звездной фотометрии. В результатах измерений они закрепляют свойства фотометрической системы — ее нуль-пункт, шаг шкалы и спектральные характеристики и служат основой для проведения дальнейших работ в той же системе. На всем небе насчитывается свыше 10^8 звезд до 18^m , доступных наблюдениям для телескопов с апертурой в 50—70 см. Еще больше звезд можно наблюдать с помощью крупнейших инструментов. Отсюда ясно, что задача измерения всех звезд, даже с более яркой предельной звездной величиной, представляет собой весьма трудоемкую задачу. Ни один из неоднократно выдвигавшихся планов фотометрии звезд до определенной предельной величины к настоящему времени не реализован. Даже среди звезд, видимых невооруженным глазом, около 700 не имеют современных фотоэлектрических данных, и мы вынуждены довольствоваться оценками их блеска, выполненными в начале столетия с помощью визуальных фотометров. Все это показывает, что впереди еще предстоят большие фотометрические работы. Их основой и должны явиться фотометрические стандарты, необходимые для фотографических и фотоэлектрических работ (или опорные звезды, разбросанные по всему небу, в случае фотоэлектрии).

Наличие фотометрических стандартов позволяет решить по крайней мере три практически важные задачи:

1. Фотометрический стандарт может служить основой для измерений звезд, располагающихся поблизости от

него. Специальный комитет, образованный под руководством Уокера во время Симпозиума № 7 МАС (Симпозиум № 7 МАС, 1959), разработал ряд рекомендаций для проведения фотометрии на уровне современных требований. Прежде всего было решено отказаться от переноса фотометрического стандарта с одного участка неба на другой методами фотографической фотометрии. Эта процедура допустима лишь в работах, не претендующих на особенно высокую точность. Для прецизионных работ в каждой исследуемой области рекомендовано создавать собственный фотоэлектрический стандарт, к которому фотографическим путем должна осуществляться привязка остальных измеряемых звезд, снятых на той же пластинке, что и стандарт. Использование при этом ирисовых фотометров при отсутствии или тщательном учете фотометрической ошибки негатива позволяет получить результаты, приближающиеся по своей точности к непосредственным фотоэлектрическим измерениям.

2. Стандарт, охватывающий значительный участок неба и содержащий достаточное число звезд, дает возможность изучить фотометрическую ошибку телескопа с тем, чтоб эффективно использовать все поле пластинки. Для решения этой задачи к фотометрическому стандарту следует предъявить весьма специфические требования, касающиеся его размеров, интервала звездных величин и цветового состава звезд.

3. Наконец, фотометрический стандарт необходим для изучения фотометрической системы инструмента. Какой бы близкой ни казалась данная инструментальная система к стандартной, ее надо тщательно проверить. Для этой цели при фотоэлектрической фотометрии необходимо выбрать два-три десятка звезд в пределах интервала в 4—5 звездных величин с разными спектрами и классами светимости. При фотоэлектрии удобно, а при фотографической фотометрии необходимо воспользоваться пригодными для решения этой задачи стандартами. Разумеется, в последнем случае число используемых звезд должно быть достаточно велико.

Фотометрические стандарты весьма существенны при изучении переменных звезд, причем на практике приходится иметь дело со всеми перечисленными выше задачами.

В большинстве случаев открытие и исследование переменных звезд производится по фотографическим негативам. Для определения звездных величин звезд сравнения необходимо иметь на пластинке фотометрический стандарт. Современные инструменты, используемые для изучения переменных звезд, как правило, имеют поле размером $5^\circ \times 5^\circ$ — $10^\circ \times 10^\circ$ или более, весьма часто характеризующееся значительной фотометрической ошибкой. Ее учет совершенно необходим, поскольку стандарт и область с переменной звездой часто располагаются в существенно разных местах пластинки. Если при исследовании переменных звезд не ставится каких-либо специальных задач, например, изучение поведения звезды в очень узком участке спектра или даже в отдельной спектральной линии, наблюдения необходимо проводить либо в стандартной фотометрической системе либо иметь возможность произвести к ней соответствующую редукцию. При объединении наблюдений, выполненных разными авторами и в разные эпохи, это имеет первостепенное значение.

В настоящее время на небе насчитывается большое число областей, могущих служить фотометрическими стандартами. Некоторые из них являются стандартами по самому замыслу их создания. В первую очередь это относится к фотографическим стандартам, установленным в первой половине нашего столетия в результате огромных усилий Гарвардской, Маунт Вилсоновской и других обсерваторий. История создания и подробная характеристика этих стандартов содержится в известном очерке П. П. Паренаго (1948).

Новая эпоха в фотометрии началась в пятидесятых годах в результате широкого применения электрофотометров. Линейность их шкалы и высокая точность позволяют установить первоклассные фотометрические стандарты в достаточно короткие сроки. Однако, как правило, в настоящее время стандарты, регулярно расположенные на небе, не создаются. Они устанавливаются там, где этого требует конкретная исследовательская работа.

Созданные в разное время фотометрические стандарты несут на себе следы применения разных методов. Отсюда вытекает и их различная точность — от одной-двух десятых звездной величины при возможных значительных систематических ошибках до сотой ее доли. Было бы, од-

нако, неправильным думать, что малоточные стандарты уже полностью утратили свое значение. Далеко не всегда по соседству с исследуемой переменной звездой оказывается современный фотоэлектрический стандарт, и порой приходится пользоваться стандартами, точность которых невелика.

§ 2. Северный Полярный Ряд

Идея установления фотометрических стандартов принадлежит одному из основоположников звездной фотометрии — Эдварду Пикерингу, предполагавшему создать на небе сеть равномерно распределенных стандартов. В качестве первичного стандарта была избрана группа звезд вблизи северного полюса мира, получившая название Северного Полярного Ряда (NPS). Уже в 1910 г. для 10 звезд NPS были опубликованы фотографические и так называемые «фотометрические» величины, полученные с помощью визуального фотометра. Современный вид NPS приобрел в работе Пикеринга (1912), когда были опубликованы данные для 96 близполюсных звезд. Все звезды NPS были разделены на три группы — собственно NPS, группа красных звезд и дополнительные звезды непосредственно вблизи полюса мира. Звезды получили свои номера, сопровождающиеся для двух последних групп буквами r и s соответственно. Итоги деятельности Гарвардской обсерватории по установлению NPS были подведены Ливитт в статье, опубликованной в 1917 г. Эта работа свидетельствовала об огромном труде, потребовавшемся для решения этой, в сущности, вспомогательной задачи.

В 1915 г. была опубликована работа Сирса, содержащая фотографические и фотовизуальные величины близполюсных звезд, определенные на обсерватории Маунт Вилсон. Подчеркнем, что фотометрические системы Гарварда и Маунт Вилсон, на которых основан ряд вторичных стандартов, еще не являлись современными интернациональными системами.

Окончательная интернациональная система была разработана в 1919—1922 гг. фотометрической комиссией МАС, возглавлявшейся Сирсом. К этому времени в Гарварде, Гринвиче, Йерксе и Маунт Вилсон были получены новые наблюдения, проанализированные и объединенные Сир-

сом. Созданная таким образом система и была принята на съезде МАС в Риме в 1922 г. в качестве интернациональной (международной) системы фотографических и фотовизуальных величин (Труды МАС, 1922). В дальнейшем система NPS неоднократно проверялась, но каких-либо систематических отклонений от значений величин, принятых в 1922 г., обнаружено не было. Укажем, в частности, на фотоэлектрические наблюдения Стеббинса и Уайтфорда (1938), проанализированные Сирсом (1938) и показавшие, что различие принятых и фотоэлектрических величин NPS составляет в среднем лишь $\pm 0^m.017$. Интернациональная система надолго определила все развитие звездной фотометрии.

Перечислим основные характеристики Северного Полярного Ряда как фотометрического стандарта:

1. В состав NPS входит 96 звезд с тщательно измеренными звездными величинами — фотографическими I_{pg} и фотовизуальными I_{pv} . Фотографические величины, измерению которых было уделено больше времени и сил, известны с лучшей точностью, чем фотовизуальные; их средняя квадратичная ошибка по данным Сирса составляет $\pm 0^m.024$.

2. Состав NPS по звездным величинам таков. Наиболее яркая звезда Полярная с $I_{pg} = 2^m.55$ и $I_{pv} = 2^m.08$. Полярная звезда — цефеида с небольшой амплитудой изменения блеска. Следующая по блеску постоянная звезда 1 имеет $I_{pg} = 4^m.40$ и $I_{pv} = 4^m.37$. Наиболее слабые звезды: в фотографических лучах — 38 s ($I_{pg} = 20^m.10$) и в фотовизуальных — 41 ($I_{pv} = 17^m.47$). В интервале в одну величину от пятой величины до десятой содержится в среднем по три звезды, далее их число примерно удваивается.

3. В цветовом отношении NPS — это совокупность звезд в большинстве своем со значительными показателями цвета. Звезд с отрицательными показателями цвета всего лишь две, а с показателями цвета менее $+ 0^m.10$ — пять. По мере перехода к слабым звездам все более преобладают красные звезды. Белые звезды встречаются лишь среди ярких. Согласно Сирсу показатели цвета в среднем возрастают на $0^m.05$ при уменьшении блеска на одну величину, а диаграмма цвет — видимая величина, построенная по звездам NPS, напоминает главную после-

довательность (Сирс, 1925). Среди звезд NPS нет представителей всех типов звезд, т. е. всех участков диаграммы Герцшпрунга — Рессела.

4. Фотометрическую систему NPS невозможно уверенно охарактеризовать в спектральном отношении. Вопрос о спектральных кривых (или так называемых кривых реакций) международной системы в свое время с должной строгостью не ставился, ибо точная фотометрия тогда лишь нащупывала свои пути. В 1943 г. Сирс и Джойнер лишь косвенным путем смогли приближенно установить кривые спектральной чувствительности, соответствующие величинам I_{rg} и I_{rv} (Сирс, Джойнер, 1943).

Перечисленные свойства NPS являются в то же время его недостатками. Сейчас, когда наблюдения ведутся в двух и более лучах, неравноточность фотографических и фотовизуальных величин уже не может нас удовлетворять. Северный Полярный Ряд не является стандартом для современной многоцветной фотометрии. С помощью мощных телескопов в фотографических лучах наблюдаются звезды примерно на 3^m слабее звезд NPS. Еще больше разрыв между стандартом и предельно слабыми звездами, наблюдаемыми сейчас в желтых лучах. Северный Полярный Ряд не обеспечивает и нужд фотометрии ярких звезд.

Однако наиболее существенные недостатки NPS заключаются в отсутствии в его составе звезд всех типов, и в частности, красных ярких звезд и слабых белых, и неопределенности в вопросе о коротковолновой границе излучения, участвующего в образовании фотографических величин. Следует обратить внимание на то, что в фотографические величины заведомо включается излучение с $\lambda < 3800 \text{ \AA}$, создающее значительные трудности при редукции к интернациональной системе других «синих» величин, а также показателей цвета, измеренных в несколько иной по спектральным характеристикам системе. Впервые на недостатки NPS обратил внимание Бекер в 1946 г., однако его соображения не привлекли тогда должного внимания. Причиной, по-видимому, явилась небольшая точность работ по фотографической фотометрии (Бекер, 1946).

В настоящее время Северный Полярный Ряд, как основной фотометрический стандарт, в значительной мере

утратил свое значение. На смену интернациональной системе пришла новая фотоэлектрическая система U, B, V , в которой и следует рекомендовать вести наблюдения. Однако и сейчас поиски и исследования переменных звезд часто ведутся по пластинкам, полученным без фильтров, обрезающих коротковолновое излучение и воссоздающих фотометрическую систему B . Более того, постоянно возникает необходимость хотя бы приблизительно проследить фотометрическую историю переменных звезд по всем накопленным ранее негативам, не предъявляя особенно строгих требований к системе. Поэтому в практике исследования переменных звезд Северный Полярный Ряд и основанные на нем многочисленные региональные стандарты продолжают сохранять свое значение.

§ 3. Региональные фотографические стандарты

Северный Полярный Ряд не может удовлетворить все потребности звездной фотометрии. С неизбежностью он находится вдалеке от многих исследуемых областей неба. Для низких широт северного полушария NPS располагается невысоко над горизонтом и неудобен для наблюдений, а в южном полушарии не виден совсем. Все это привело к необходимости создания сети стандартов таких, чтобы при наблюдении любого участка неба стандарт находился по возможности в непосредственной от него близости. К тридцатым годам были осуществлены три больших плана создания фотометрических региональных стандартов — избранных площадок Каптейна SA, гарвардских стандартных областей (HSR) и гарвардских стандартов величин для астрографического каталога. Все они созданы методом фотографической фотометрии и приведены, в той мере, в какой это оказалось возможным, к системе Северного Полярного Ряда. По своей точности лучшими из них являются площадки Каптейна, употребляемые наиболее часто в качестве стандартов. Точность остальных стандартов значительно им уступает.

Избранные площадки Каптейна (SA). Идея создания на небе регулярной сети площадок, в которых для всех звезд были бы определены различные, и в том числе фотометрические, характеристики звезд, связана с именем

Каптейна. Полное число избранных площадок составляет 206. Площадка SA 1 располагается вблизи северного полюса мира. Остальные находятся на кругах склонения, различающихся на 15° . Шесть площадок, расположенных через каждые четыре часа по прямому восхождению, имеют склонение $\delta = +75^\circ$. Далее, при $\delta = +60^\circ$ следует 12 площадок через два часа. Площадки, отстоящие от северного полюса мира дальше, находятся в начале каждого часа прямого восхождения. Аналогично распределены площадки и в южном полушарии неба. Последняя, 206 площадка, находится около южного полюса мира.

Фотометрические данные, охватывающие все площадки без исключения, содержатся в трех томах Гарвардских анналов №№ 101, 102 и 103 (Пикеринг, Каптейн, 1918; Пикеринг, Каптейн, Ван-Райн, 1923, 1924). Эти каталоги получили название «Harvard — Groningen Durchmusterung». Первый из них содержит звездные величины в SA 1—115 северного неба ($\delta \geq 0^\circ$). Размеры площадок несколько различаются и в зависимости от галактической широты составляют:

$$\begin{array}{ll} 40' \times 40' & \text{при } b = -20^\circ - +20^\circ, \\ 60' \times 60' & \text{при } b = \pm 20^\circ - \pm 40^\circ, \\ 80' \times 80' & \text{при } b = \pm 40^\circ - \pm 90^\circ. \end{array}$$

Во втором томе приведены звездные величины звезд в каптейновских площадках №№ 116—163 со склонением δ между 0° и -45° . Наконец, последний из фотометрических каталогов содержит данные для южных площадок с δ от -45° до южного полюса мира (№№ 164—206). Всего измерено свыше 250 000 звезд. Предельная величина, достигнутая в площадках, близка к 16^m . Согласно П. П. Паренаго (1948) точность звездных величин невелика. Фотометрия приводится в предварительной системе NPS. Для приведения измерений в SA 1—139 к системе, принятой в 1922 г., служат таблицы, составленные Сирсом, Джойнером и Ричмондом (1925). Они показывают, что значения поправок зависят от звездной величины и сильно меняются от площадки к площадке. Так, для 12^m поправки составляют от $+0^m,8$ до $-0^m,1$, а для 16^m —

от $+0^m.8$ до $-0^m.7$. Вопрос о реальности этих поправок нельзя считать ясным.

Сравнение гарвардских-гронингенских величин с фотоэлектрическими величинами B для звезд 10^m-16^m ряда площадок Каптейна обнаруживает существование [систематической] разницы примерно в $0^m.4-0^m.5$, в среднем] практически постоянной для всех площадок в указанном интервале величин. Это расхождение вызвано тем, что гарвардские-гронингенские величины опираются на предварительные величины звезд NPS 1912 г., которые отличаются от окончательных величин 1922 г. как раз на $0^m.4$ у звезд 10^m-16^m . Случайные ошибки гарвардских-гронингенских величин, как следует из их сопоставления с фотоэлектрическими величинами, весьма значительны. В настоящее время этими каталогами пользоваться практически не приходится. Основным источником фотографических звездных величин в площадках Каптейна №№ 1—139 с $\delta \geq -15^\circ$ является известный «Маунт Вилсоновский каталог» (Сирс, Каптейн, Ван-Райн, 1930), по существу, завершающий главные работы по созданию слабых фотографических стандартов. Наблюдательный материал для каталога был получен на обсерватории Маунт Вилсон, а его обработка проводилась там же и в Гронингенской лаборатории. Площадки, измеренные в этих двух местах, несколько отличались друг от друга. На обсерватории Маунт Вилсон фотометрировались звезды в кружках диаметром $23'$. В Гронингене измерялись звезды в квадратах со сторонами $15' \times 15'$ для галактических широт менее 40° и квадратах $20' \times 20'$ — для более высоких широт. Для каждой площадки в каталоге приводится основной список, содержащий звезды, измеренные в Гронингене и на Маунт Вилсон, и дополнительный, где собраны звезды, фотометрировавшиеся лишь в Маунт Вилсоновской обсерватории. Номера последних сопровождаются буквой *s*. В основных списках содержится 44926 звезд и в дополнительных — 23015, всего 67941 звезда. Для каждой звезды даны координаты эпохи 1900,0. Звезды имеют величины в пределах примерно от 14^m до $18^m.5-19^m$. Более яркие звезды в площадки малых размеров попадают очень редко. Все измерения привязаны к окончательной системе NPS 1922 г. и в этом отношении Маунт Вилсоновский каталог заменяет прежние определения

звездных величин в каптейновских площадках. Оценить ошибку каталожных звездных величин представляется несколько затруднительным, поскольку она зависит и от числа измерений, и от соотношения количества снимков, полученных разными методами (с диафрагмой и с длинной экспозицией) и от разного характера привязки нуля пункта системы. Для звезд слабее 15^m в одном из возможных вариантов наблюдений вероятная ошибка меняется от $\pm 0^m,157$ при одном наблюдении до $\pm 0^m,054$ при пятнадцати. В среднем, число наблюдений близко к 10 и вероятная ошибка составляет около $\pm 0^m,06$, а средняя квадратичная — $\pm 0^m,09$. После NPS каптейновские площадки №№ 1—139 являются главными фотографическими стандартами. В связи с этим очень важно установить реальную точность и характер шкалы Маунт Вилсоновской фотометрии. К сожалению, современных перенаблюдений слабых звезд NPS почти нет. Исключение представляют лишь три площадки SA 57, 61 и 68, изученные в этом отношении Стеббинсом, Уайтфордом и Джонсоном (1950) с помощью электрофотометра с заведомо линейной шкалой. В каждой из площадок было измерено соответственно 21, 42 и 39 звезд в пределах $P = 9^m,01$ до $P = 18^m,59$. Сравнение результатов с данными Маунт Вилсоновского каталога показано на рис. 83. Здесь же приведено и сопоставление для NPS. Точность звездных величин NPS и шкала системы находятся в великолепном соответствии с тем, что требуется от фотометрического стандарта. Среднее различие фотографических и фотоэлектрических величин составляет $\pm 0^m,018$. Рассмотрение рис. 83 показывает, что положение дел с величинами в каптейновских площадках далеко не удовлетворительно. Прежде всего обнаруживаются значительные систематические различия с фотоэлектрической шкалой, достигающие у звезд 18^m — 19^m примерно $0^m,6$ — $0^m,7$. Каждая из трех исследованных площадок имеет свою систематическую ошибку. Она близка к нулю для ярких звезд до 14^m , далее у площадок SA 68 и 57 ошибка возрастает. У площадки же SA 61 различие $P - I_{\text{rg}}$ достигает максимума около 17^m и затем опять уменьшается. По-видимому, лишь до 16^m можно быть в какой-то мере уверенным в соответствии системы Маунт Вилсоновского каталога интернациональной системе (Сирс, Джойнер, Ричмонд, 1925).

Точность величин в SA значительно уступает точности измерений в NPS. Разброс точек около средних зависимостей, которые усматриваются на рис. 83, можно охарактеризовать средней квадратичной ошибкой $\pm 0^m.1$. Однако

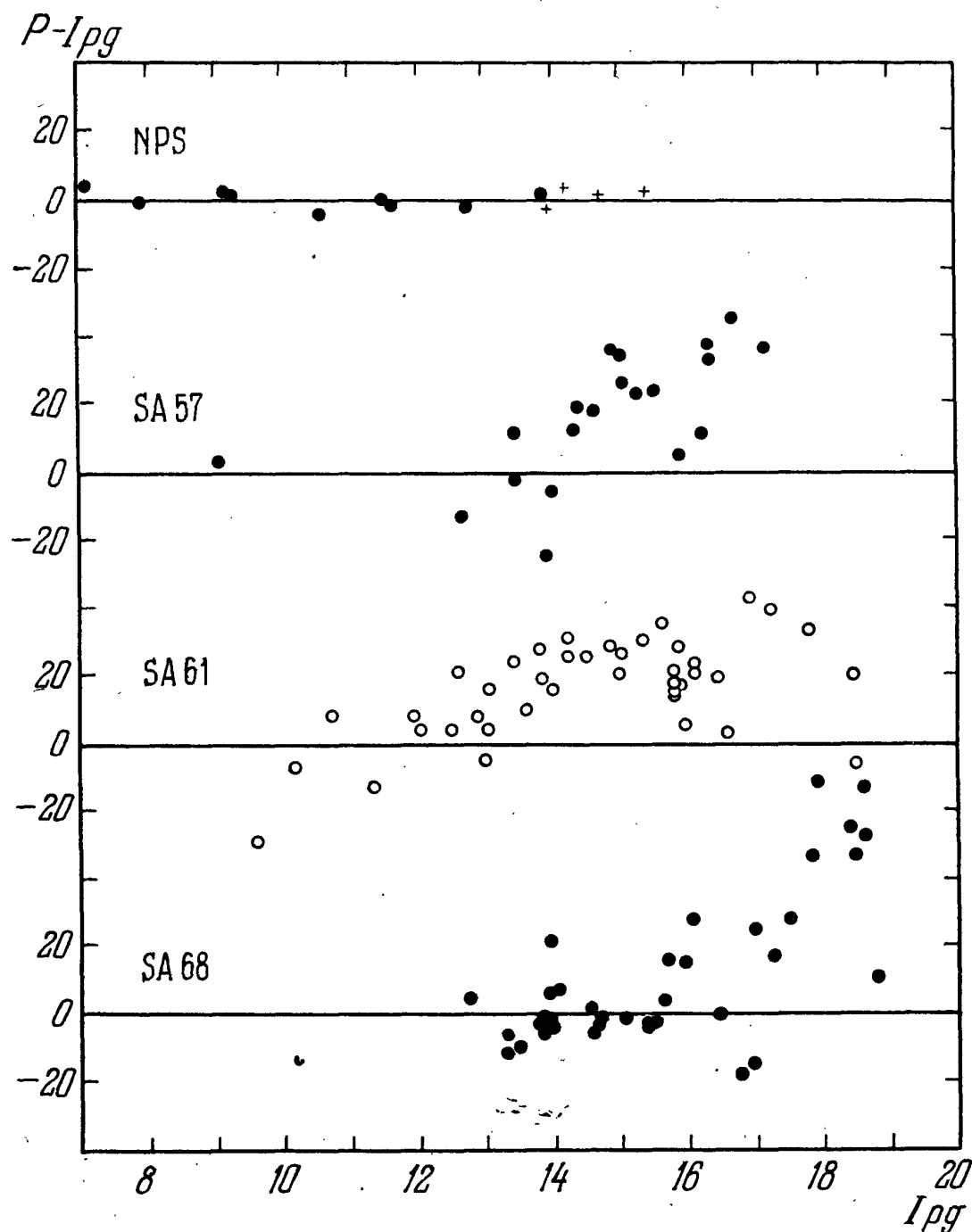


Рис. 83. Сравнение фотографических и фотоэлектрических величин для NPS и SA 57, 61 и 68 (разности $P - I_{pg}$ в сотых долях звездной величины).

реальный смысл этой оценки невелик, если учитывать большие систематические ошибки.

Недавно в семи каптейновских площадках были определены фотоэлектрические звездные величины в системе U, B, V для звезд от $8^m - 9^m$ до $17^m - 18^m$ (Пургатхофер, 1969). Эти измерения, выполненные, правда, в системе, отличной от интернациональной, позволяют получить

дополнительные суждения о шкалах величин Маунт Вилсоновского каталога. На рис. 84 вверху представлено сопоставление величин B с величинами P Стеббинса, Уайтфорда и Джонсона для площадки SA 57. Сравнение показывает достаточно высокую внутреннюю точность двух

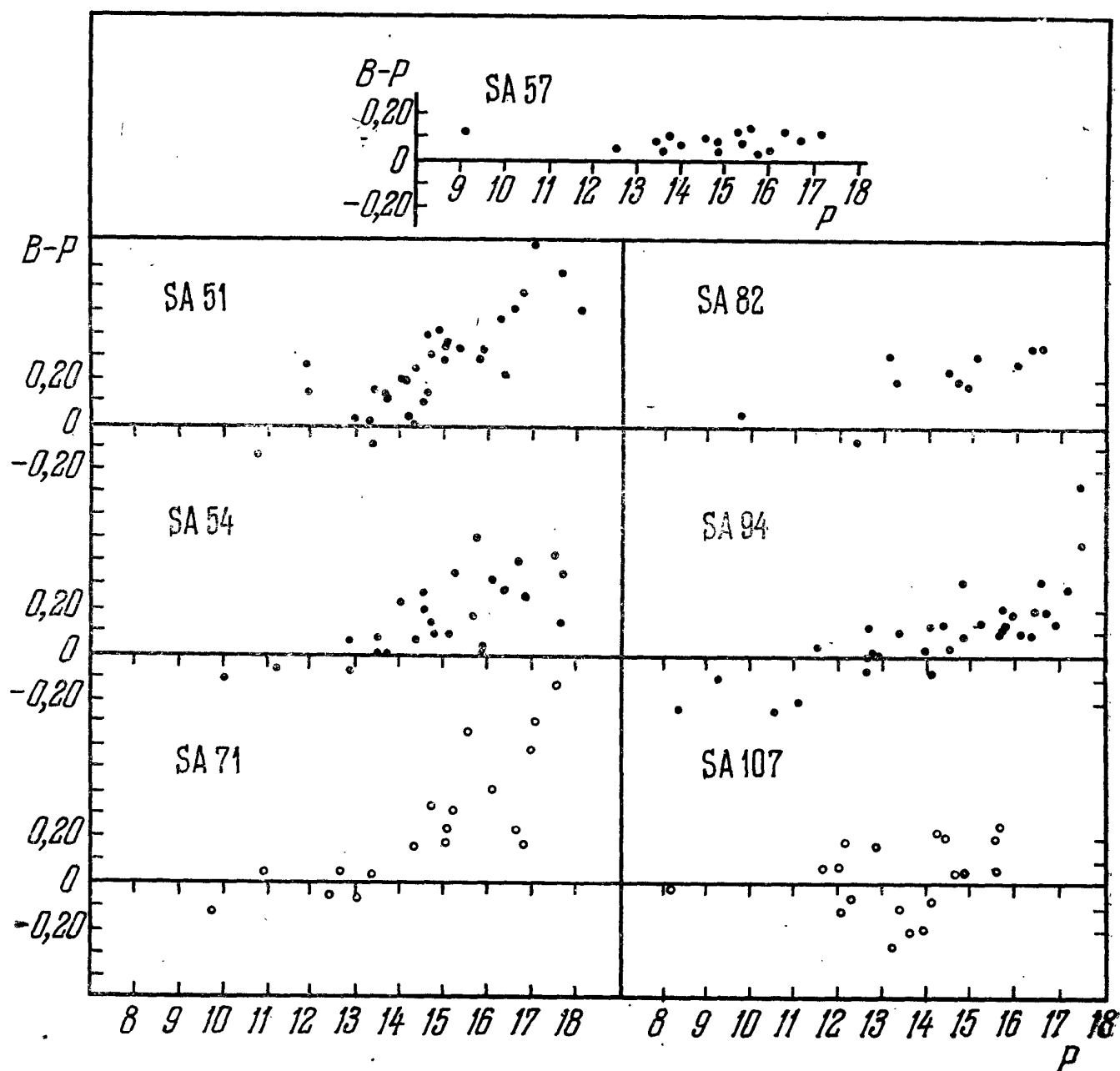


Рис. 84. Сравнение фотоэлектрических величин B и P (вверху). Разности фотоэлектрических величин B с фотографическими величинами Маунт Вилсоновского каталога для SA 51, 54, 71, 82, 94 и 107 (внизу).

независимых рядов измерений и небольшое различие нуля-пункта, примерно на 0^m06-0^m07 , обычно имеющее место для этих двух рассматриваемых систем. На рис. 84 внизу приведены разности $B - P$ для SA 51, 54, 71, 82, 94 и 107. Они вновь показывают, что шкала Маунт Вилсоновского каталога более или менее удовлетворительна лишь для ярких звезд. Далее ошибка растет и достигает 0^m5-0^m8 в области звезд 17^m-18^m . Обращает на себя внимание

также различие шкал в каждой площадке и значительные случайные ошибки.

В свете приведенного сопоставления фотоэлектрических и фотографических величин становится неудивительным, что другие фотографические стандарты, полученные с меньшей тщательностью, оказываются совершенно не удовлетворительными, несмотря на формально достаточно высокую точность измерений. Это означает, что при оценках и измерениях слабых звезд с привязкой к фотографическим стандартам вполне возможны значительные ошибки в их величинах.

Маунт Вилсоновский каталог содержит фотометрические данные для слабых звезд. Часто, однако, возникает необходимость иметь фотографические стандарты для более ярких звезд. Особенно это существенно при изучении переменных звезд при помощи небольших инструментов, проникающая способность которых близка к 14^m . Для этой цели можно использовать звезды, измеренные Эльвиусом в площадках SA 2—7, 15—20 и 40—42 (1951, 1955) и Эльвиусом и К. Лоден — в площадках SA 11—14 (1960). Площадки располагаются на кругах склонений $\delta = +75^\circ$, 60° и 45° и удобны для наблюдений в северном полушарии в летние и осенние месяцы. Размеры большинства площадок $60' \times 60'$ и лишь площадки SA 3—5 и SA 11—14 несколько крупнее — $90' \times 90'$. Всего в 19 площадках измерена 4121 звезда примерно от 8^m — 9^m до 14^m . Для всех звезд получены фотографические и фотовизуальные величины в среднем по пяти негативам с соответствующей привязкой к интернациональной системе. (В каталоге даются также величины m (4215), m (4360), показатели цвета, спектры и др.) Работы Эльвиуса и Эльвиуса и Лоден выполнены весьма тщательно. Особенно высока точность измерений в площадках SA 3—5 и SA 11—14. Здесь средняя ошибка по оценке авторов составляет для $m_{pg} = 9^m$ — 11^m около $\pm 0^m.02$, $m_{pg} = 11^m$ — $12^m.5$ — $\pm 0^m.03$, далее она возрастает, достигая примерно $\pm 0^m.05$ — $\pm 0^m.07$ для $m_{pg} = 13^m.5$ — 14^m . Фотовизуальные величины получены с несколько большей точностью и средняя ошибка на всем рассмотренном интервале величин близка к $\pm 0^m.02$ — $\pm 0^m.03$.

Точность измерений в других площадках несколько хуже. Так, ошибка фотографических величин для $m_{pg} =$

$= 10^m - 12^m$ равна $\pm 0^m,05 - 0^m,06$ и увеличивается до $\pm 0^m,07 - 0^m,09$ для более слабых звезд. Высокая точность данных Эльвиуса подтверждается рис. 85, где сопоставлены его фотографические величины m_{pg} с фотоэлектрическими величинами B по измерениям Джонсона,

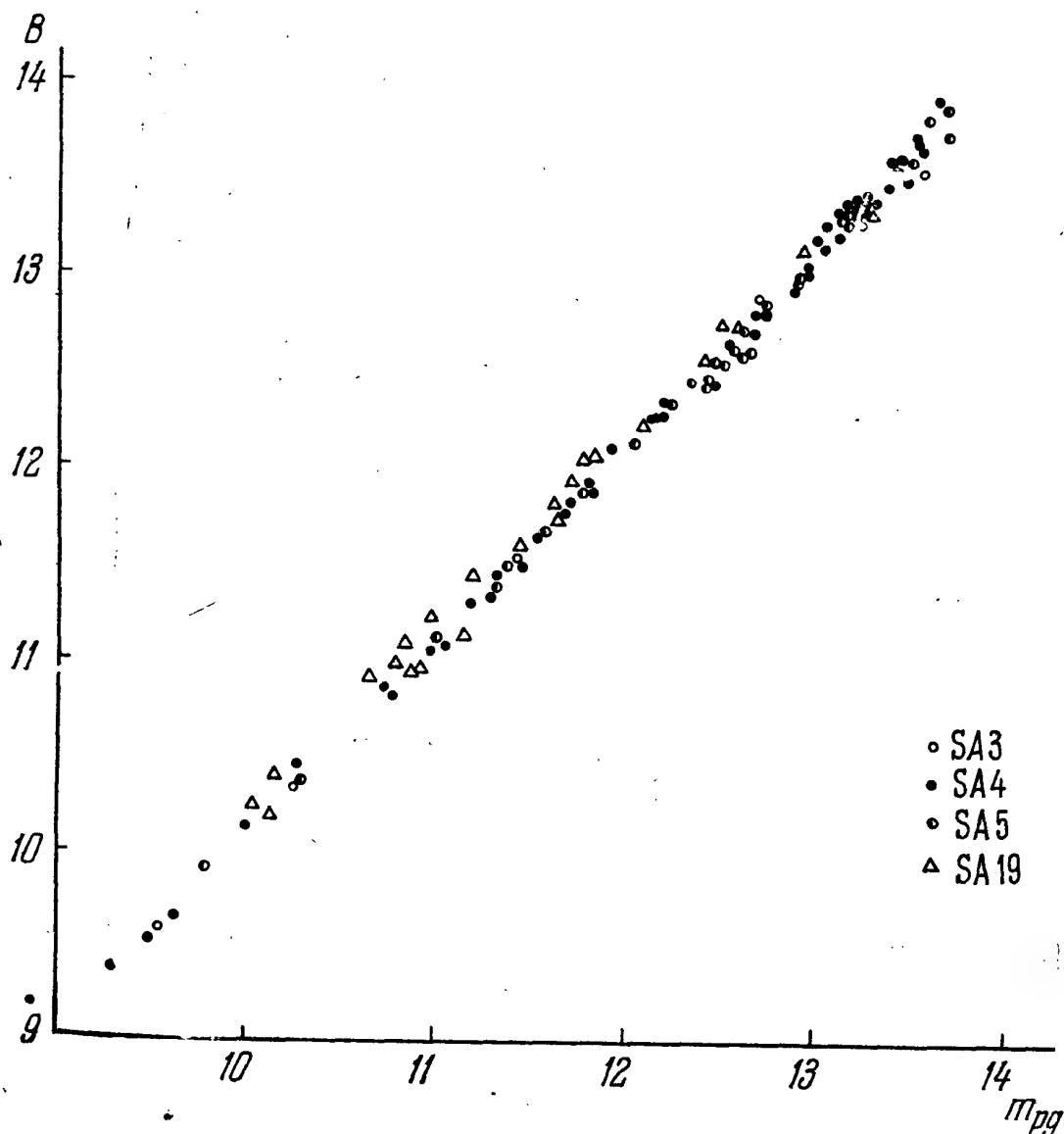


Рис. 85. Сопоставление фотографических величин Эльвиуса (m_{pg}) с фотоэлектрическими величинами B .

Митчелла и Ириарте (1962) для SA 3—5 и Биге (1963) для SA 19. Фотометрические системы всех площадок весьма близки друг к другу. Для площадок SA 3—5 можно приблизительно принять, что величины B и m_{pg} связаны соотношением:

$$B = 10^m,06 \pm 1,02 (m_{pg} - 10^m).$$

Несколько отлична шкала площадки SA 19, особенно для более ярких звезд $10^m - 11^m$. Столь же хорошее согласие с системой V показывают фотовизуальные величины. Помимо согласия в систематическом отношении следует отметить также достаточно высокую внутреннюю точность результатов Эльвиуса, независимо подтверждаемую ри-

сунком 85. Все это делает работу Эльвиуса и Эльвиуса и Лоден серьезным дополнением к Маунт Вилсоновскому каталогу.

В последнее время работы по фотометрии звезд в площадках Каптейна были продолжены в районе небесного экватора и на южном небе. Лоден в Южной Африке получила основной наблюдательный материал для площадок SA 103, 126, 150, 192 и 193. Сейчас опубликован лишь каталог для SA 193. В отличие от предыдущих работ этой серии, наблюдательный материал получен в системе U , B , V , причем в исследуемой области устанавливался фотоэлектрический стандарт. Размеры области $60' \times 60'$. В ее пределах измерены все 446 звезд с $B \leq 13^m,0$. Средняя квадратичная ошибка величин B и V составляет $\pm 0^m,04$. Каждая звезда измерялась в среднем около четырех раз. Как и во всех предыдущих шведских работах, помимо фотометрии даются оригинальные спектральные классы, приводится карта и указываются результаты сравнения с другими фотометрическими каталогами.

Другим источником звездных величин для каптейновских площадок SA 1—115 является Бергедорфский спектральный каталог BSD (Швассман и Ван-Райн, 1935, 1938, 1947, 1951, 1953), содержащий помимо спектров также фотографические величины. Площадки северного неба имеют размеры $3^\circ,5 \times 3^\circ,5$. В площадках перечислено от нескольких сотен до двух тысяч звезд, всего 173 599 звезд. Предельная звездная величина близка к $m_{pz} = 13^m,5$. Точность зависит от звездной величины, а средняя квадратичная ошибка, приводимая в предисловиях к каталогам, составляет около $\pm 0^m,1$ для звезд $8^m,5—11^m$ и около $\pm 0^m,15$ для более ярких и более слабых звезд. В предисловиях указаны также результаты сравнения систем величин Бергедорфского каталога с Гарвардским-Гронингенским и Маунт Вилсоновским каталогами. Бергедорфская система несколько отлична от международной системы Маунт Вилсоновского каталога; имеются различия также и между отдельными площадками. В среднем, однако, для звезд ярче 10^m разность величин MtW — BSD составляет $+0^m,1—+0^m,2$ и уменьшается при переходе к слабым звездам. Таким образом, для звезд слабее 10^m система Бергедорфского каталога в общем близка к международной. Однако это заключение справедливо лишь в среднем.

Каждая площадка, в сущности, имеет свою систему, отличающуюся нуль-пунктом, величиной шага шкалы и, возможно, также цветовым уравнением. На рис. 86 дано сравнение бергедорфских величин для четырех площадок Каптейна и фотоэлектрических величин B по работам

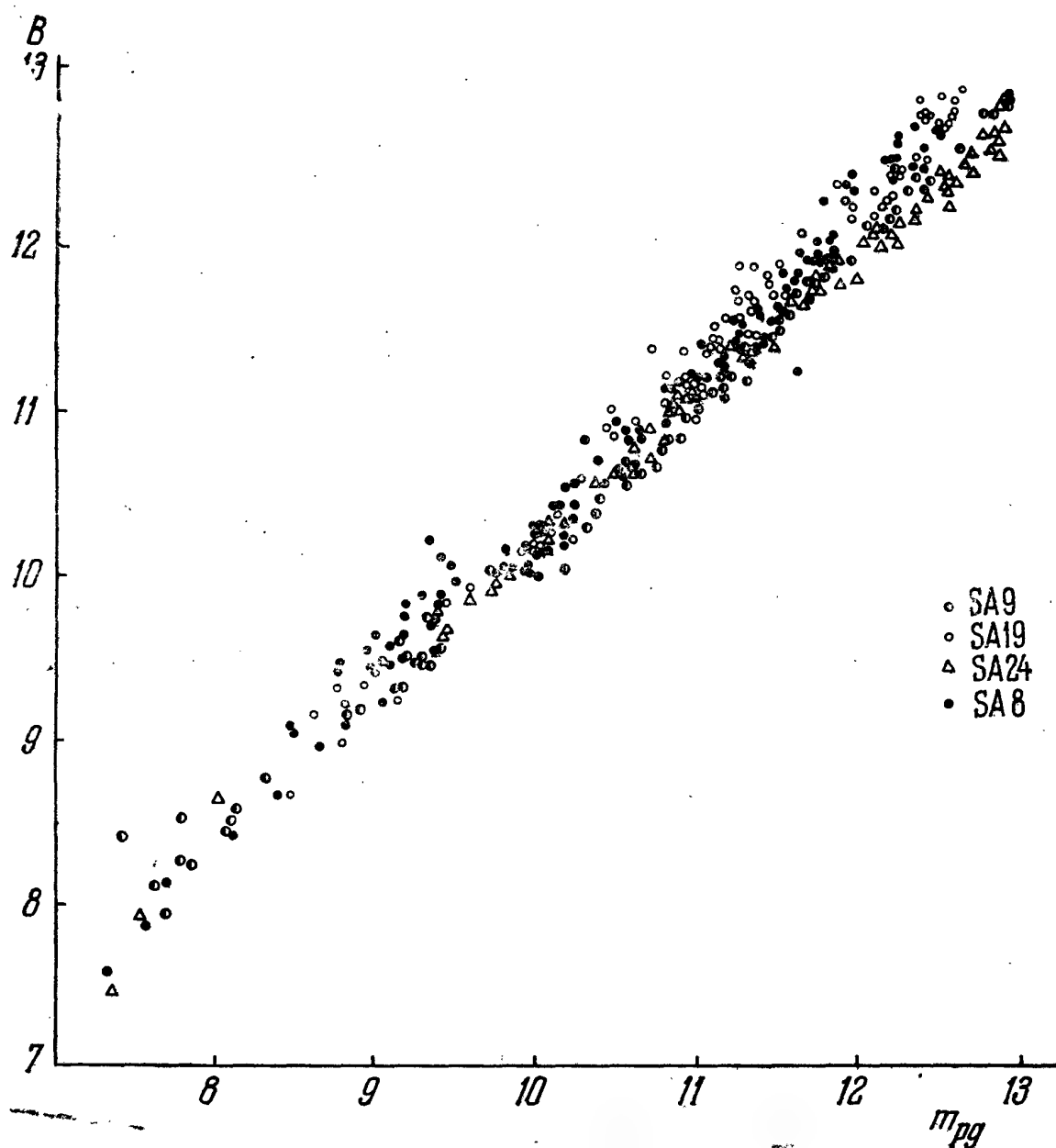


Рис. 86. Сопоставление бергедорфских фотографических величин (m_{pg}) с фотоэлектрическими величинами B для SA 8, 9, 19 и 24.

французских авторов (Биге, 1963; Биге, Люнель, 1965). (Вопрос о цветовом уравнении не рассматривался.) Наиболее близки к системе B величины в площадке SA 9 для звезд слабее 10^m . Наоборот, в площадке SA 19 наблюдается значительный, около $0^m.4$, общий сдвиг шкалы. Фотометрия звезд площадки SA 24 характеризуется сдвигом нуль-пункта, ошибкой шкалы, а в области ярких звезд и ее нелинейностью. Общая нелинейность шкалы имеет место для SA 8.

Гарвардские стандартные области Второй. серией фотографических стандартов, используемых иногда и в настоящее время, являются так называемые Гарвардские стандартные области (Гарвардские стандартные области, 1917). Эти области обозначаются большими латинскими буквами, пронумерованы в порядке роста прямого восхождения и имеют следующие координаты:

A1	4 ^h 0 ^m + 75°	C1	1 ^h 0 ^m + 15°
A2	12 ^h 0 ^m + 75	C2	3 ^h 0 ^m + 15°
A3	20 ^h 0 ^m + 75		
B1	1 ^h 20 ^m + 45	C12	23 ^h 0 ^m + 15°
B2	4 ^h 0 ^m + 45		
.			
B9	22 ^h 0 ^m + 45°		

Аналогами северных областей являются южные Гарвардские области: D1—12 ($\delta = -15^\circ$), E1—9 ($\delta = -45^\circ$) и F1—3($\delta = -75^\circ$). Размеры областей несколько различны, в среднем составляя около $2^\circ \times 2^\circ$. Предельные величины также неодинаковы — от 15^m,5 до 19^m в нескольких областях С. Наиболее яркие звезды обычно принадлежат к 7^m.

По-видимому, гарвардские площадки, или некоторые из них, не могут служить хорошими фотометрическими стандартами, будучи весьма неоднородными по своей шкале. Впервые на это обратили внимание южноафриканские наблюдатели при попытке создать Капский фотографический каталог, опираясь на площадки Е. В самом деле, на рис. 87 приводится сопоставление фотографических величин для трех произвольно взятых площадок Е1, Е2 и Е6 с фотоэлектрическими величинами *B*, согласно каталогу Кузинса и Стоя (1962). Со всей очевидностью рисунок показывает наличие больших ошибок нуль-пункта и шага шкалы. В случае области Е2 шкала имеет резко выраженный нелинейный характер. Различается также и внутренняя точность величин, определяемая по разбросу точек на графике. Лишь области Е со склонением $\delta = -45^\circ$ систематически наблюдались с помощью электрофотометров в широком диапазоне величин. Для нескольких областей С фотоэлектрические звездные величины были получены Коксом (1953), однако его измерения касались очень малого

числа звезд, причем лишь до 10^m . На рис. 88 показано сопоставление величин Кокса P с фотографическими гарвардскими величинами. Можно отметить некоторое различие систем в каждой площадке, однако в среднем на

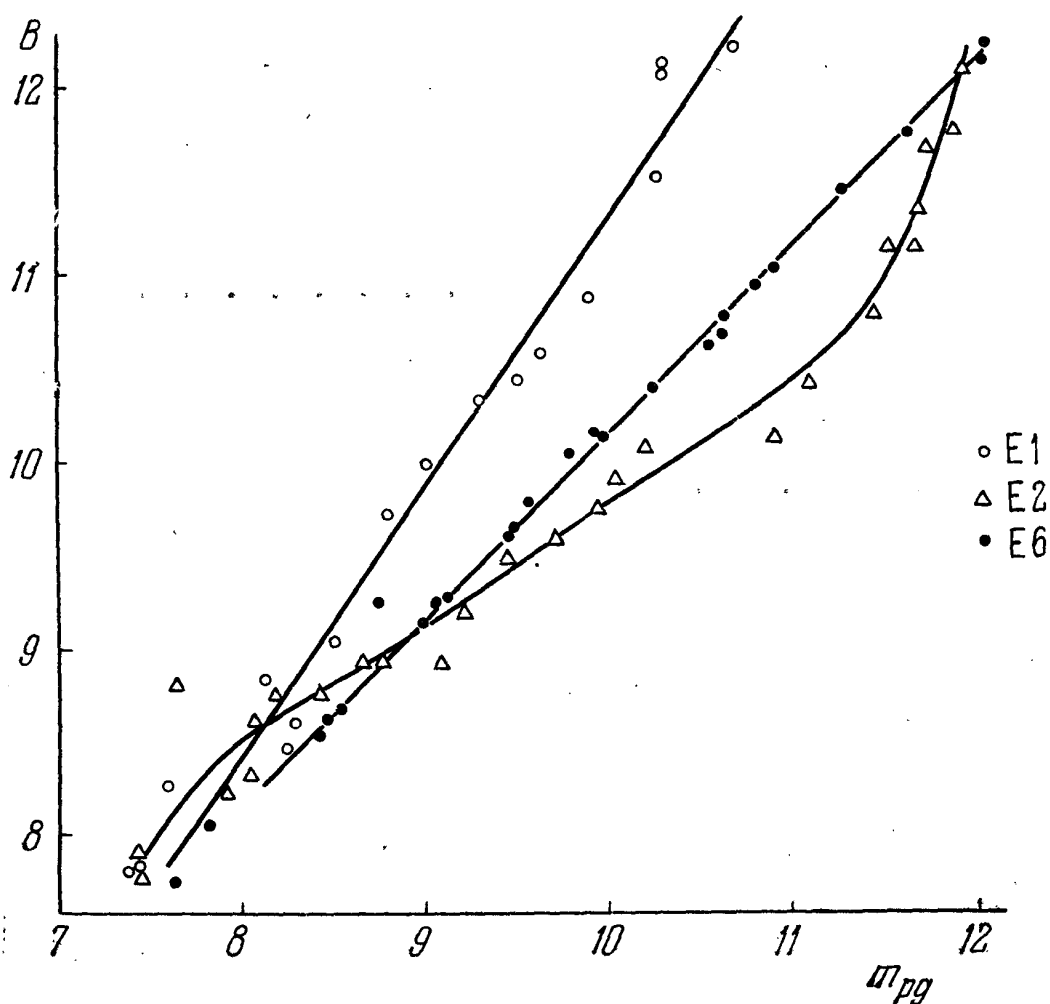


Рис. 87. Сопоставление гарвардских фотографических величин (m_{pg}) с фотоэлектрическими величинами B для площадок E1, E2 и E6.

интервале $8^m - 10^m$ связь фотографических величин с системой P можно представить формулой такого вида:

$$P = 8^m,21 + 1,03 (m_{pg} - 8^m).$$

Применимость этой формулы для более ярких и более слабых звезд не ясна. Помимо фотографических величин для гарвардских площадок имеются также так называемые фотометрические величины, т. е. величины, измерявшиеся с помощью визуального фотометра. В гарвардских площадках определялись и фотовизуальные и фотокрасные величины. Перечень таких работ содержится в обзоре П. П. Паренаго (1948). Их значение при изучении переменных звезд не велико, поскольку коллекций негативов, снятых в желтых лучах, немного. Стандарты содержат

довольно небольшое число звезд, их предельная величина близка к 10^m — 13^m . В настоящее время при желании работать в желтой части спектра предпочтительнее использовать фотоэлектрические стандарты. Фотовизуальные стандарты для слабых звезд отсутствуют. Известно, что в некоторых каптейновских площадках фотовизуальные величины определялись, однако опубликованы не были.

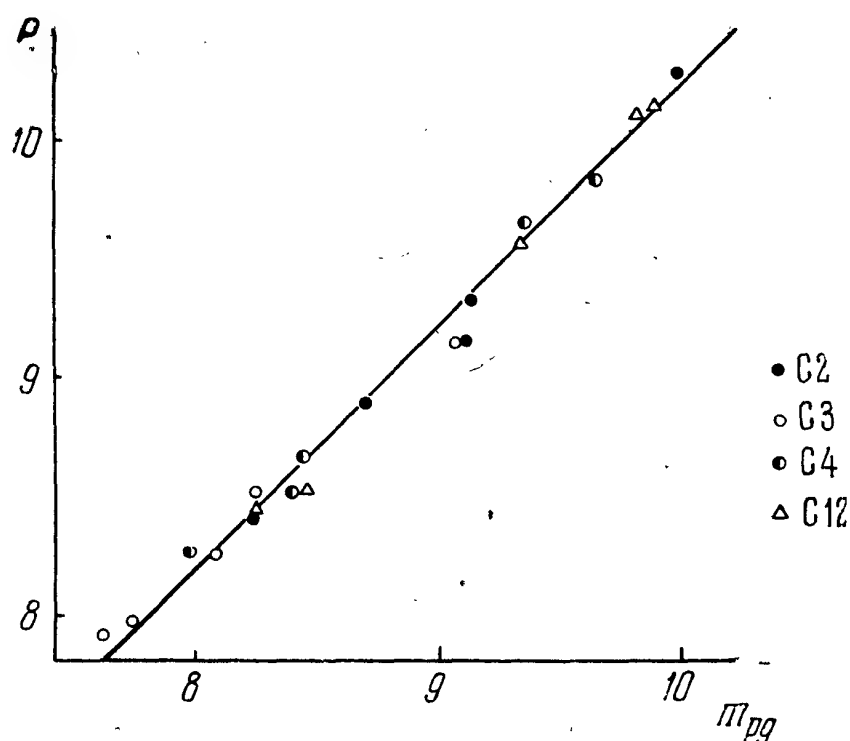


Рис. 88. Сопоставление гарвардских фотографических величин (m_{pg}) с фотоэлектрическими величинами P Кокса для площадок C2, C3, C4 и C12.

В заключение раздела о фотографических стандартах упомянем о площадках для астрографических каталогов (Ливитт, 1919, 1924, 1926). Всего создано 64 стандарта, располагающихся в шахматном порядке по прямому восхождению в зоне от $+64^{\circ}5$ до $-64^{\circ}5$ склонения. Размеры площадок — примерно $2^{\circ} \times 2^{\circ}$. В каждой области измерены фотографические величины 15—20 звезд от 7^m — 8^m до 13^m — 15^m . Фотометрическая система соответствует предварительной системе NPS и нуждается в поправках. По точности стандарты для астрографических каталогов хуже других стандартов. Однако объективной проверки сделать не представляется возможным, поскольку звезды этих площадок с помощью электрофотометров не измерялись. По этой причине неясен и вопрос об их систематических ошибках.

§ 4. Региональные фотоэлектрические стандарты

Широкое применение фотоэлектрической фотометрии началось в 1953 г., когда Джонсон и Морган установили новую фотометрическую систему U , B , V . Эта система устраняла многие недостатки, свойственные интернациональной системе Северного Полярного Ряда. Уже первая работа содержала большое число звезд разных характеристик, что позволяло достаточно уверенно редуцировать к новой системе наблюдения, выполненные в близких системах. Вскоре были разработаны и рекомендации для практического воспроизведения системы U , B , V при реальных наблюдениях (Труды МАС, 1958; Шаров, 1962)*). За несколько лет новая система практически вытеснила старую во всех случаях, когда требовалась большая точность результатов и определенность в отношении фотометрируемых областей спектра звезд. Первыми региональными стандартами в новой системе явились звездные скопления Плеяды, Ясли, М 36, NGC 2362 (Джонсон, Морган, 1953). Высокая точность фотоэлектрических наблюдений при тщательном учете атмосферной прозрачности и линейность шкалы электрофотометров позволяют установить высококачественные стандарты. При этом затрата времени и труда значительно меньше тех, которые требуются для достижения той же цели при фотографических работах, к тому же не гарантирующих полной уверенности в правильности шкалы и нуля-пункта системы. Желание получать надежные фотометрические результаты привело к тому, что в настоящее время в каждой исследуемой области устанавливают свой фотоэлектрический стандарт, а уже к нему осуществляют привязку фотографических наблюдений. Поэтому, в отличие от фотографических стандартов, фотоэлектрические не образуют какой-либо регулярной сетки на небе.

Современные фотоэлектрические стандарты — это прежде всего рассеянные и шаровые звездные скопления**). Сейчас фотоэлектрические наблюдения проведены более чем для 150 шаровых и рассеянных скоплений. Кро-

*) См. также гл. 7.

**) Несколько каптейновских площадок с измеренными фотоэлектрическими величинами звезд указано в предыдущих разделах этой главы.

ме того, исследован ряд площадок на небе, в которых затем определялось поглощение света и пространственное распределение звезд. В основном эти последние работы были выполнены французскими астрономами. В настоящее время насчитывается более 450 областей, которые могут рассматриваться как фотоэлектрические стандарты. Разумеется, строгого определения стандарта не существует. Будем условно считать, что такой стандарт должен занимать на небе не слишком большую область, обычно

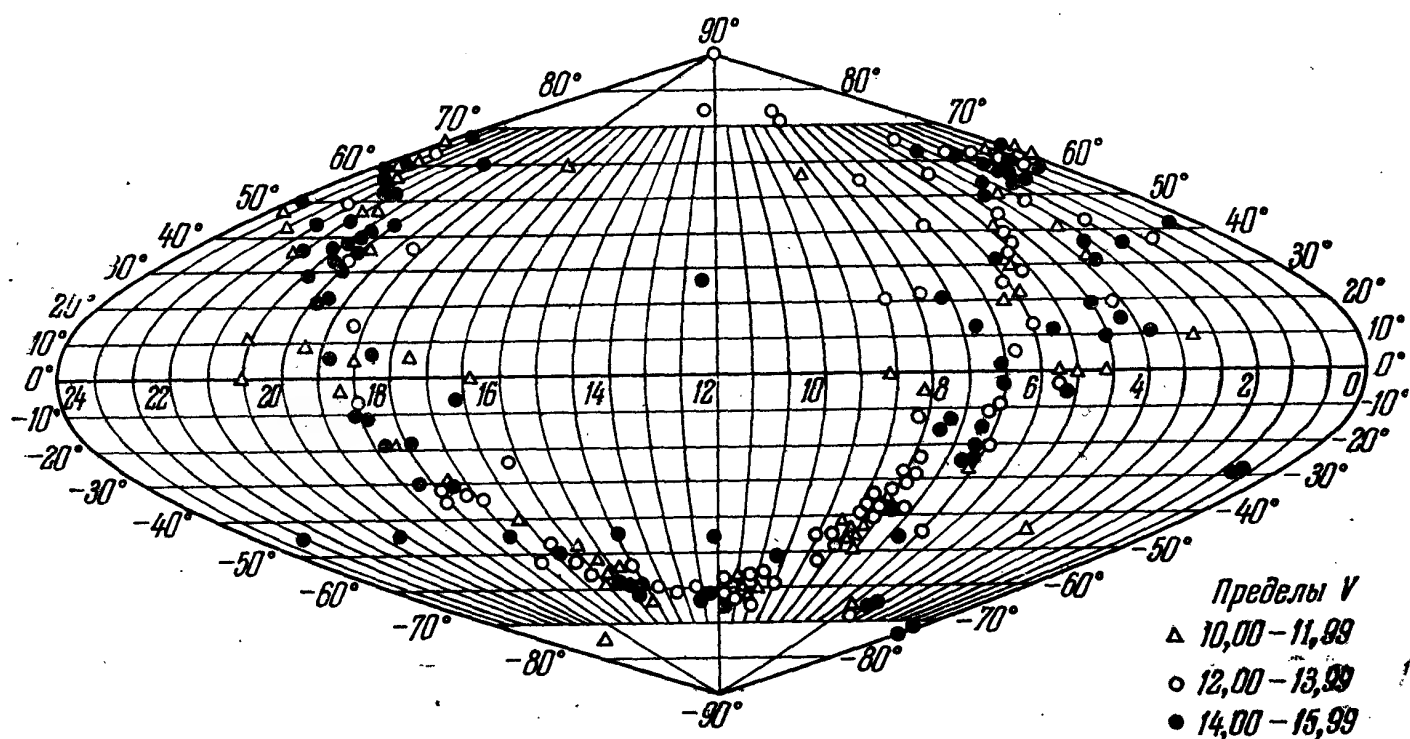


Рис. 89. Распределение по небу областей с фотоэлектрическими стандартами для звезд с V от 10^m до 16^m .

не более $5^\circ \times 5^\circ$ и содержать не менее пяти звезд. Такое небольшое количество совершенно недостаточно для построения характеристической кривой при фотографической фотометрии, однако это число может быть приемлемым как основа для дальнейшего расширения стандарта фотоэлектрическим методом. С этой точки зрения в качестве стандартов могут рассматриваться площадки Сандерса (1966). Им были определены звездные величины и показатели цвета 1055 звезд в 106 площадках размером $6^\circ \times 6^\circ$, достаточно регулярно распределенных по небу от северного полюса мира до склонения $\delta = -20^\circ$. Эта работа выполнена для целей определения звездных величин при астрометрических исследованиях.

Достаточно полный перечень фотометрических стандартов содержится в обзоре А. С. Шарова и Н. Н. Якимовой

(1970), куда и следует обращаться за конкретными справками. В работе указываются название или иное обозначение стандарта, его координаты, пределы звездных величин, входящих в стандарт звезд, использованная фотометрическая система и дается библиографическая ссылка. В этом же обзоре приведен перечень каталожных работ, где фотоэлектрическая фотометрия была выполнена для широких областей неба или для звезд, разбросанных по всему небу. Эти данные могут быть полезны при фотоэлектрических работах по установлению новых стандартов.

Видимое распределение фотоэлектрических стандартов на небе показано на рис. 89 и 90. На первом из них

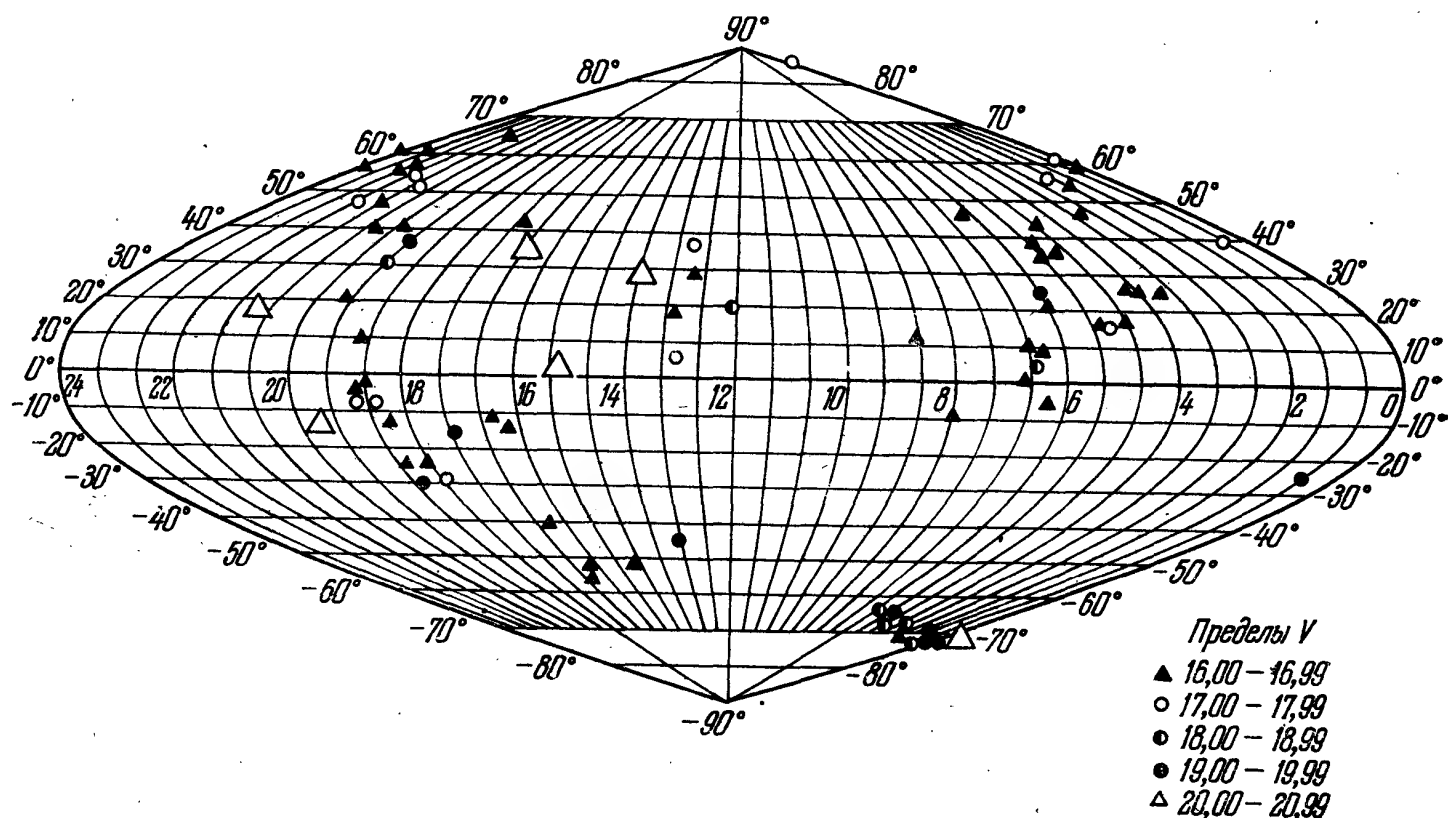


Рис. 90. Распределение по небу областей с фотоэлектрическими стандартами для звезд с V от 16^m до 22^m .

нанесены стандарты, в которых звезды имеют величины V в пределах от 10^m до 16^m . В основном это рассеянные звездные скопления, располагающиеся вдоль галактического экватора. Стандарты Сандерса не наносились. Стандарты, содержащие более слабые звезды, изображены на рис. 90. Здесь обращает на себя внимание группа стандартов, установленных в последнее время в Большом Магеллановом Облаке. Другими стандартами чаще всего являются шаровые звездные скопления. Ниже приводятся ориентировочные данные на начало 1969 г. о количестве фотоэлектрических стандартов в зависимости от предельной величины V .

Предельн. величина	10 ^m 00— —10 ^m 99	11 ^m 00— —11 ^m 99	12 ^m 00— —12 ^m 99	13 ^m 00— —13 ^m 99	14 ^m 00— —14 ^m 99	15 ^m 00— —15 ^m 99
Колич-во	~30	~60	~70	~90	~40	~50
Предельн. величина	16 ^m 00— —16 ^m 99	17 ^m 00— —17 ^m 99	18 ^m 00— —18 ^m 99	19 ^m 00— —19 ^m 99	20 ^m 00— —20 ^m 99	>21 ^m 00
Колич-во	48	17	7	11	3	3

Предельно слабая величина достигнута в скоплении М 13 = NGC 6205. Она составляет $V = 22^m.01$.

Рассмотрим вопрос о том, в какой степени имеющиеся фотоэлектрические стандарты могут обеспечивать нужды

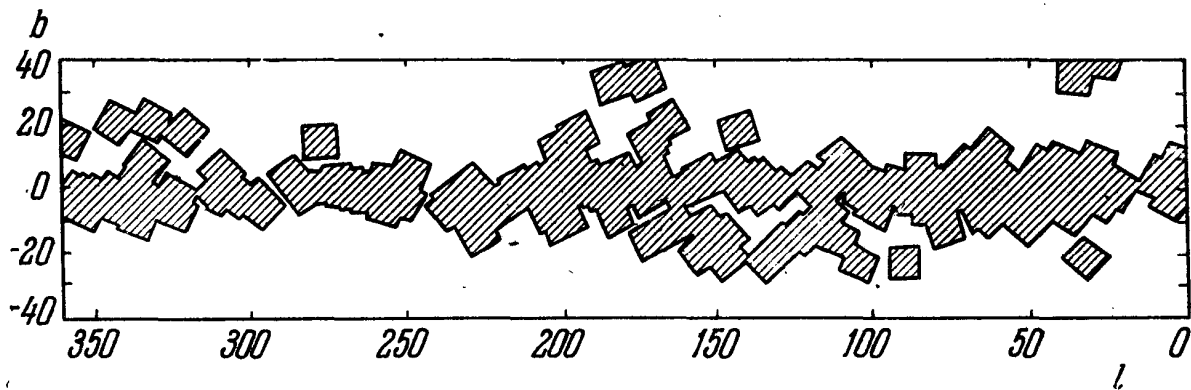


Рис. 91. Области в районе галактического экватора, обеспеченные фотоэлектрическими стандартами (заштрихованы).

исследователей переменных звезд, когда необходимо при вязкой к стандарту установить звездные величины звезд сравнения. При этом стандарт и изучаемая звезда должны находиться на одном негативе. Примем, что квадратная пластинка покрывает на небе поле $6^\circ \times 6^\circ$ и стандарт находится в ее углу на расстоянии в 1° от сторон. Тогда каждый стандарт можно использовать для четырех негативов, покрывающих общую площадь в 100 кв. градусов. На рис. 91 заштрихованные участки показывают площадь в районе галактического экватора, обеспеченную в этом смысле фотоэлектрическими стандартами. На рисунке для иллюстрации нанесены лишь звездные скопления. Мы видим, что в полосе $b = \pm 10^\circ$ заштрихованная область занимает

~ 80% общей площади. По мере удаления от галактического экватора обеспеченность стандартами быстро падает. В зоне b от $+10^\circ$ до $+20^\circ$ и от -10° до -20° она составляет лишь ~30%. В высоких галактических широтах, особенно в северном полушарии, стандартов очень мало и здесь приходится пользоваться каптейновскими площадками и другими фотографическими стандартами.

Фотоэлектрические стандарты обычно характеризуются высокой точностью звездных величин в отношении случайных ошибок, а также отсутствием систематических ошибок нуля-пункта, шкалы и уравнения цвета. Однако в некоторых случаях значительные несоответствия фотоэлектрических величин встречаются. В этом отношении очень интересна работа Лоуренса и Реддиша (1965), посвященная фотометрии звезд в ассоциации Лебедь II. Фотографическая фотометрия проводилась ими по пластинкам, содержащим два независимых фотоэлектрических стандарта — скопление NGC 6910 (Хог, Джонсон и др., 1961) и ассоциация Лебедь II (Шулте, 1958). Это позволило обнаружить систематические различия результатов измерений, опирающихся на характеристические кривые, построенные по разным стандартам. Специальные фотографические и фотоэлектрические наблюдения подтвердили наличие серьезных систематических различий величин звезд в стандартах, достигающих $0^m,2$.

Остановимся в заключение на вопросе об использовании стандарта для анализа фотометрической системы фотографического телескопа и определения его ошибки поля. Для этой цели стандарт должен удовлетворять определенным требованиям. В первом случае необходимо, чтобы он содержал значительное число звезд разных звездных величин и цветов. Во втором — обязательным требованием является достаточно большая площадь стандарта с тем, чтобы один стандарт можно было использовать для определения ошибки по всему полю. Желательно, чтобы при этом было много звезд примерно одинакового цвета и отпадала необходимость учета цветового уравнения.

Современные фотоэлектрические стандарты, это, как правило, — звездные скопления, рассеянные и шаровые. Их звездный состав характеризуется определенной диаграммой цвет — звездная величина. В случае рассеянных скоплений среди ярких звезд в основном встречаются

звезды с малыми показателями цвета, а среди слабых — с большими. Такое изменение цветового состава со звездной величиной весьма затрудняет раздельное определение ошибки шага шкалы и цветового уравнения. Лишь при наличии в рассеянном скоплении звезд-гигантов или при измерении достаточно красных звезд фона эта задача может быть решена более или менее удовлетворительно. Примерами таких стандартов могут служить скопления NGC 752 и 6633 и несколько звездных полей, изученных французскими авторами. При использовании этих стандартов следует заранее убедиться в их пригодности, построив диаграмму цвет — величина и рассмотрев видимое распределение звезд на небе. Строго говоря, ни один из созданных в последние годы стандартов полностью всем требованиям фотографической фотометрии не удовлетворяет.

Единственная попытка установить специальный стандарт для нужд фотографической фотометрии с широкоугольными инструментами принадлежит Аргю (1964). Его стандарт располагается в созвездии Волосы Вероники ($\alpha = 12^h 21^m$, $\delta = +26^\circ 0'$, 1960) и содержит 180 звезд в круге диаметром $3,^\circ 3$. Все измерявшиеся звезды разделены автором на три категории: звезды, предназначенные для проверки шкалы, определения цветового уравнения и изучения ошибки поля инструмента. В первой группе 47 звезд с показателями цвета $0^m,35 \leq B - V \leq 0^m,68$ и $-0,15 \leq U - B \leq 0^m,29$ (исключая две звезды). Их звездные величины заключены в пределах $V = 7^m - 15^m,6$ и обеспечивают контроль шага шкалы на интервале почти в восемь величин. Звезды этой группы достаточно равномерно распределены по величинам и позволяют построить характеристическую кривую одинаково уверенно на всем ее протяжении. Вторая группа из 81 звезды пригодна для определения цветового уравнения. Показатели цвета этих звезд различаются в широких пределах: от $0^m,3$ до $1^m,5$ для $B - V$ и от $-0^m,1$ до $1^m,3-1^m,5$ для $U - B$. Последняя группа звезд предназначена для определения ошибки поля и достаточно равномерно распределена по всему полю стандарта. Звездные величины этих звезд заключены в пределах $V = 11^m - 13^m$, показатели цвета $B - V$ близки к $0^m,5$, а $U - B$ — к $0^m,0$. Диаграммы цвет — звездная величина, дающие наглядное представление о звездном составе стандарта, даны на рис. 92,

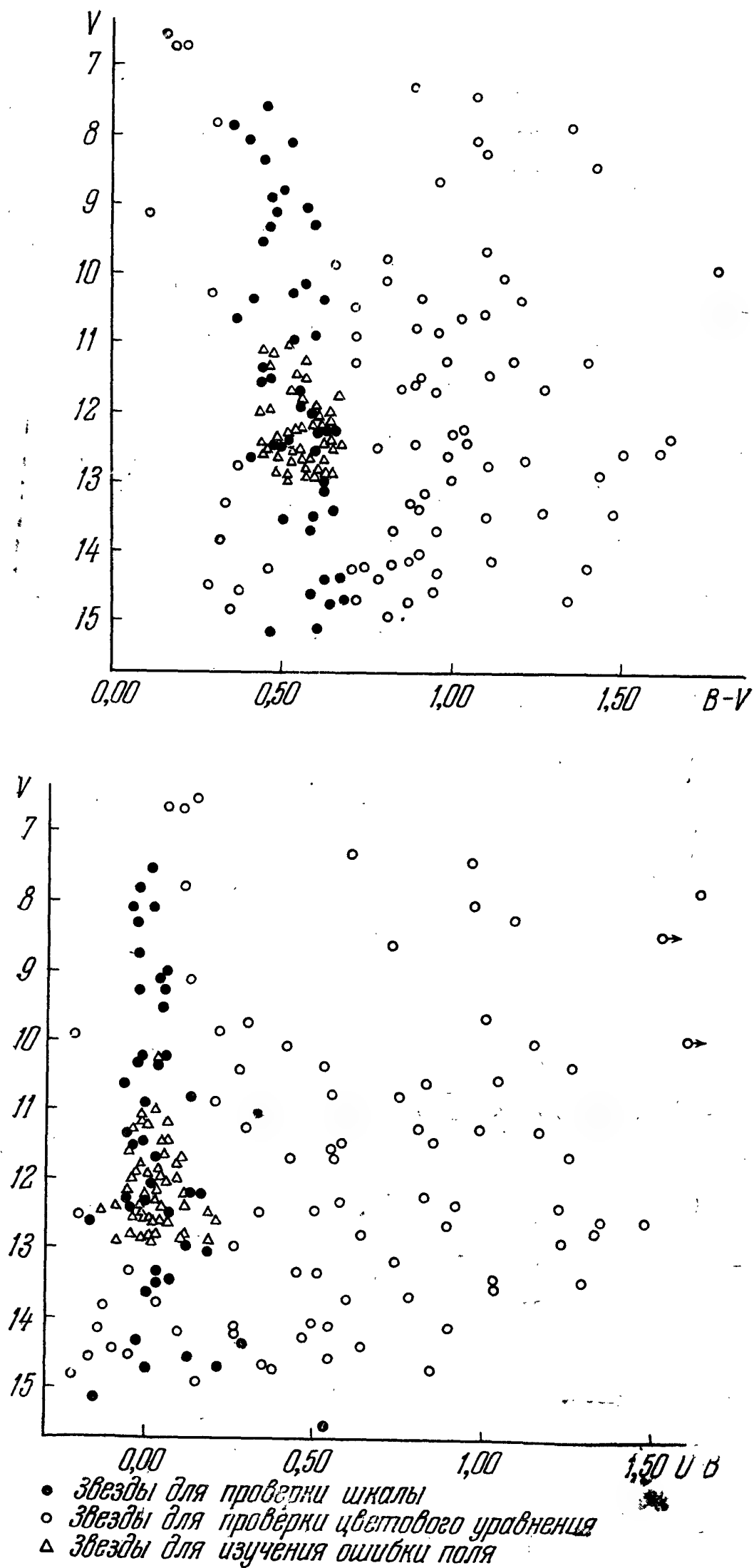


Рис. 92. Диаграммы V , $B - V$ и V , $U - B$ для фотометрического стандарта Аргю в созвездии Волосы Вероники.

Звезды, отнесенные автором работы в определенные группы, разумеется, можно использовать и в других целях.

Работа Аргю является образцом продуманного подхода к созданию стандарта специально для фотографической фотометрии. Однако считать, что этот стандарт решает все проблемы фотографической фотометрии, по-видимому, нельзя. Далеко не всегда удовлетворительна точность фотоэлектрических измерений, многие звезды автору удалось пронаблюдать всего лишь по одному разу. Средняя квадратичная ошибка одного измерения величин V , согласно Аргю, меняется от $\pm 0^m.02 - 0^m.03$ для звезд $6^m - 9^m$ до $\pm 0^m.05 - 0^m.12$ для слабых звезд $12^m - 15^m$. Примерно такова же и точность показателей цвета. Стандарт Аргю нуждается в дальнейшем улучшении. Желательно, чтобы были определены величины большего числа звезд. Звезды должны равномерно располагаться на площади не менее $5^\circ \times 5^\circ$, чтобы целиком обеспечить определение ошибки поля широкоугольных камер типа Шмидта или Максутава. При исследовании инструментов с заведомо большой ошибкой целесообразно дополнительно иметь тесную группу звезд в центре области, позволяющую только по ней строить надежную характеристическую кривую. Как показывает опыт работы на ирисовом фотометре ГАИШ, ошибка поля может зависеть от звездной величины. Поэтому желательно, чтобы в пределах каждой звездной величины имелось достаточно звезд. Наконец, необходимо расширение стандарта в область более слабых звезд.

ЛИТЕРАТУРА

- А р г ю, 1964 — Argue A. N., MN 127, 97.
 Б е к е р, 1946 — Becker W., Veröff. Göttingen, № 79—82.
 Б и г е, 1963 — Bigay J. H., JO 46, 319.
 Б и г е, Л ю н е л ь, 1965 — Bigay J. H., Lunel M., JO 48, 171.
 Гарвардские стандартные области, 1917 — Harvard Standard Regions, Harv. Ann. 71, № 4, 233.
 Д ж о н с о н, М и т ч е л л, И р и а р т е, 1962 — Johnson H. L., Mitchell R. J., Iriarte B., ApJ 136, 75.
 Д ж о н с о н, М о р г а н, 1953 — Johnson H. L., Morgan W. W., ApJ 117, 313.
 К о к с, 1953 — Cox A. N., ApJ 117, 83.
 К у з и н с, С т о й, 1962 — Cousins A. W. J., Stoy R. H., ROB, N. 49.
 Л и в и т т, 1917 — Leavitt H. S., Harv. Ann. 71, № 3, 47.
 Л и в и т т, 1919 — Leavitt H. S., Harv Ann. 85, № 1, 1.

- Л и в и т т, 1924 — Leavitt H. S., Harv. Ann. 85, № 7, 143.
Л и в и т т, 1926 — Leavitt H. S., Harv. Ann. 85, № 8, 157.
Л о д е н, 1960 — Loden K., Stockh Ann. 23. No. 1, 3, 1968.
Л о у р е н с, Р е д д и ш, 1965 — Lawrence L. C., Reddish V. C.,
Edinburgh Publ. 3, № 9, 279.
П а р е н а г о П. П., 1948 — УАН 4, 257.
П и к е р и н г, 1912 — Pickering E. C., HC № 170, 1.
П и к е р и н г, К а п т е й н, 1918 — Pickering E. C., Kapteyn
J. C., Harv. Ann. 101.
П и к е р и н г, К а п т е й н, В а н - Р а й н, 1923 — Pickering
E. C., Kapteyn J. C., Van Rhijn P. J., Harv. Ann. 102.
П и к е р и н г, К а п т е й н, В а н - Р а й н, 1924 — Pickering E. C.,
Kapteyn J. C., Van Rhijn P. J., Harv. Ann. 103.
П у р г а т х о ф е р, 1969 — Purgathofer A. Th., Lowell Bull. 7,
№ 10, 98.
С а н д е р с, 1966 — Sanders W. L., AJ 71, 719.
С и м п о з и у м № 7 МАС (Вторая конференция по координации
галактических исследований), 1959 — IAU Symp., № 7, Second
Conference on Coordination of Galactic Research, Cambridge, 91.
С и р с, 1915 — Seares F. H., ApJ 41, 206.
С и р с, 1925 — Seares F. H., ApJ 61, 114.
С и р с, 1938 — Seares F. H., ApJ 87, 257.
С и р с, Д ж о й н е р, 1943 — Seares F. H., Joyner M. C., ApJ 98,
302.
С и р с, Д ж о й н е р, Р и ч м о н д, 1925 — Seares F. H., Joyner
M. C., Richmond M. L., ApJ 61, 303.
С и р с, К а п т е й н, В а н - Р а й н, 1930 — Seares F. H., Kapteyn
J. C., Van Rhijn P. J., Mount Wilson Catalogue of Photographic
Magnitudes in Selected Areas 1—139, Carnegie Inst. Washington,
Publ. N 402.
С т е б б и н с, У а й т ф о р д, 1938 — Stebbins J., Whitford A. E.,
ApJ 87, 237.
С т е б б и н с, У а й т ф о р д, Д ж о н с о н, 1950 — Stebbins J.,
Whitford A. E., Johnson H. L., ApJ 112, 469.
Труды МАС, 1922 — Trans. IAU 1, 69.
Труды МАС, 1958 — Trans. IAU 10, 371.
Х о г, Д ж о н с о н, И р и а р т е, М и т ч е л л, Х а л л а м,
Ш а р п л е с с, 1961 — Hoag A. A., Johnson H. L., Iriarte B.,
Mitchell R. I., Hallam K. L., Sharpless S., Naval Obs. Publ.,
ser. 2, 17, 343.
Ш а р о в А. С., 1962 — Бюлл. Абаст. обс. 27, 133.
Ш а р о в А. С., Я к и м о в а Н. Н., 1970 — Труды ГАИШ 40, 106.
Ш в а с с м а н, В а н - Р а й н, 1935, 1938, 1947, 1951, 1953 —
Schwassman A., Van Rhijn P. J., Bergedorfer, Spectral-Durch-
musterung, B1, B2, B3, B4, B5.
Ш у л т е, 1958 — Schulte D. H., ApJ 128, 41.
Э л ь в и у с, 1951 — Elvius T., Stockh. Ann. 16, № 4, 3.
Э л ь в и у с, 1955 — Elvius T., Stockh. Ann. 18, № 7, 3.
Э л ь в и у с, Л о д е н, 1960 — Elvius T., Loden K., Stockh. Ann.
21, № 2, 3.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ЦИФРОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН

И. Н. Холопов

§ 1. Введение

1. Определение периодов изменения блеска коротко-периодических переменных звезд при ограниченном числе неточных разрозненных наблюдений, разделенных значительными промежутками времени, является весьма трудоемкой и сложной задачей. Успех ее решения часто всецело зависит от опытности и искусства вычислителя, причем последний нередко останавливается на первом удовлетворяющем его варианте, несмотря на возможную неоднозначность решения. Иногда исследователю вообще не удается связать между собой отдельные ряды наблюдений почти несомненно периодической переменной.

Не удивительно поэтому, что появление и постепенное внедрение в практику астрономических вычислений быстродействующих электронных цифровых вычислительных машин привело к попыткам автоматизации процесса определения периодов переменных звезд.

2. Процесс решения любой задачи можно расчленить на ряд элементарных арифметических и логических операций. Последовательность этих операций (команд), записанных по определенным правилам, называется программой решения задачи.

Программа и исходные данные (в нашем случае юлианские дни наблюдений, соответствующие им звездные величины и некоторые другие необходимые параметры), закодированные определенным образом, вводятся в ячейки оперативной памяти машины, после чего машина по заданной программе автоматически выполняет с введенными в нее числами все операции, необходимые для решения поставленной задачи.

В принципе, можно представить себе совершенную машину, работающую по идеально составленной программе,

позволяющей вычислителю после ввода в машину юлианских дней и величин сразу же получить полные сведения о периоде переменной и его изменении с течением времени или заключение об отсутствии периода и неправильности изменения блеска звезды, или заключение о невозможности однозначного решения задачи вследствие недостаточного числа данных. Подобных программ еще нет. К настоящему времени созданы программы для определения периодов лишь строго периодических переменных звезд.

3. Если вычислять фазы моментов наблюдений φ с правильным значением периода, то в координатной плоскости φ , m (где m — звездная величина переменной) соответствующие точки располагаются с некоторой дисперсией, зависящей от точности наблюдений, вдоль односвязной кривой — средней кривой блеска. Форма этой кривой зависит от типа переменности.

Если фазы вычислены с неверным значением периода, то точки в фазовой плоскости будут расположены хаотически. Обычно вычислитель, определяющий период, подыскивает такое его значение, чтобы дисперсия точек вокруг полученной средней кривой блеска была минимальной. Это значение периода и принимается за наилучшее.

Даже при небольшом числе наблюдений вычислитель очень легко узнает удовлетворяющую его среднюю кривую, отбрасывает неправдоподобные кривые и таким образом находит нужный период.

При автоматическом определении периодов наибольшую трудность представляет проблема выбора машиной периодов, дающих наилучшие средние кривые блеска. Трудность заключается не в том, чтобы машина нашла эти периоды, а в том, чтобы из огромного количества возможных вариантов она отобрала и представила исследователю для окончательного выбора как можно меньше таких вариантов, не потеряв при этом истинный.

В настоящее время известны два метода, позволяющие машине справиться с поставленной задачей.

§ 2. Метод Лафлера — Кинмана

1. Первое решение этой проблемы предложили Лафлер и Кинман (1965). В их методе с помощью машины последовательно испытывается ряд пробных периодов

P_i ($0 \leq i \leq n$), заполняющих по определенному правилу интервал (P_0, P_n) , в котором может содержаться искомый период P ($P_0 \leq P \leq P_n$).

Испытание состоит в том, что для каждого пробного периода находятся фазы всех наблюдений; эти фазы располагаются в порядке их возрастания, а затем для звездных величин, соответствующих упорядоченным фазам, вычисляется значение параметра θ :

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^N (m_i - m_{i+1})^2}{\sum_{i=1}^N (m_i - \bar{M})^2}, \quad (9.1)$$

где N — число наблюдений, а $\bar{M} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_i$. Выражение,

стоящее в числителе (сумма квадратов разностей между звездными величинами, соответствующими смежным фазам), которое можно обозначить буквой ϑ , меняется с изменением величины пробных периодов, а выражение в знаменателе служит нормирующим множителем.

Параметр θ зависит от степени рассеяния точек относительно средней кривой блеска и принимает максимальные значения при хаотическом расположении этих точек в фазовой плоскости. Период, соответствующий минимальному значению θ , в принципе должен быть близок к истинному, если такой существует и если отвлечься от периодов, сопряженных и кратных истинному, а также от флуктуаций значений θ .

Установив некоторое критическое значение параметра θ_0 , можно потребовать, чтобы машина выдала все средние кривые блеска, для которых $\theta < \theta_0$. Окончательный выбор «лучшей» из них должен сделать уже вычислитель. При этом он может руководствоваться ходом значений θ , соответствующих соседним пробным периодам.

2. Чрезвычайно существенным для метода Лафлера — Кинмана является выбор значений пробных периодов. Соседние пробные периоды P_i должны отличаться друг от друга на такую величину $\Delta P_i = P_{i+1} - P_i$, чтобы, с одной стороны, соответствующие им величины θ_i

заметно различались между собой, а с другой, — было бы обеспечено достаточно постепенное изменение θ_i с переходом от P_i к P_{i+1} . Такое изменение будет происходить, если на всем интервале наблюдений T_0 , где T_0 — максимальная разность эпох рассматриваемых наблюдений, наибольшее взаимное изменение фаз точек средней кривой блеска с изменением P_i на величину ΔP_i не будет превышать некоторой наперед заданной величины $\Delta\varphi$.

Опыт показывает, что если изменения блеска переменной происходят непрерывно (переменная не принадлежит к типу Алголя) и число наблюдений N заключено в пределах от 17 до 30, то значения θ с переходом от одного пробного периода к соседнему могут меняться в следующих пределах: при $\Delta\varphi = 0,10$ значение $|\Delta\theta| \leq 1,3$, при $\Delta\varphi = 0,05$ $|\Delta\theta| \leq 1,1$; лишь с увеличением числа наблюдений до 40—50 и уменьшением $\Delta\varphi$ до 0,025 значения $|\Delta\theta|$ становятся меньше 0,4.

Общие формулы для нахождения числа пробных периодов и величин ΔP_i по заданным значениям P_i , T_0 и $\Delta\varphi$ были получены Ивенсом (1961) и, независимо, Холоповым (1969). Пусть P_0 и P_n — наименьшее и наибольшее из возможных значений периода рассматриваемой переменной. Эти значения обычно легко определяются по характеру изменения ее блеска. В таком случае полное число пробных периодов, подлежащих проверке, равно

$$n = \frac{T_0}{\Delta\varphi} (P_n^{-1} - P_0^{-1}), \quad (9.2)$$

а

$$P_{i+1}^{-1} = P_i^{-1} + \Delta\varphi/T_0. \quad (9.3)$$

Таким образом, обратные значения смежных пробных периодов должны отличаться друг от друга на постоянную величину $\Delta\varphi/T_0$.

3. Рассмотрим полученные Лафлером и Кинманом результаты анализа разрешающей способности предложенного ими метода.

Разрешающая способность характеризуется отношением $\Lambda = \vartheta_2/\vartheta_1$, где ϑ_1 — значение ϑ , вычисленное для правильного значения периода, а ϑ_2 — для неправильного. Чем больше Λ , тем выше разрешающая способность

метода. Значения ϑ_1 и ϑ_2 зависят от формы кривой блеска, от числа и качества наблюдений и от распределения их по фазам.

Лафлер и Кинман считают, что для небольшого числа наблюдений ($10 < N < 40$) значение $\Lambda = 3$ соответствует довольно плохому разрешению, $\Lambda = 4$ — «нормальному» и $\Lambda = 5$ — довольно хорошему. На рис. 93, заимствованном из их статьи, показан характер зависимости между амплитудой изменения блеска A и числом наблюдений N , необходимым для отыскания периода при данных уровнях разрешения Λ и $\sigma = \pm 0^m,14$, где σ — средняя квадратическая ошибка звездной величины для одного наблюдения. Лафлер и Кинман отмечают, что значение σ существенно сказывается на разрешающей способности метода лишь в тех случаях, когда амплитуда $A < 5|\sigma|$.

Рис. 93 получен для асимметричных кривых блеска; для симметричных кривых той же амплитуды тот же уровень разрешения достигается при меньших N .

4. От разрешающей способности метода непосредственно зависит выбор критического значения параметра θ_0 . Чрезмерное преувеличение этого значения может привести к ненужной выдаче большого числа заведомо плохих решений (средних кривых блеска), что связано с существенной затратой необходимого машинного времени. Премаменьшение задаваемого машине значения θ_0 сопряжено с опасностью потери правильного решения.

Согласно Лафлеру и Кинману при случайном расположении точек в фазовой плоскости значения θ меняются от 1,4 до 3,7, если амплитуда A растет от $0^m,2$ до $1^m,5$.

На рис. 94 значения θ , соответствующие найденным нами периодам переменных типа RR Lyr, W UMa и β Lyr,

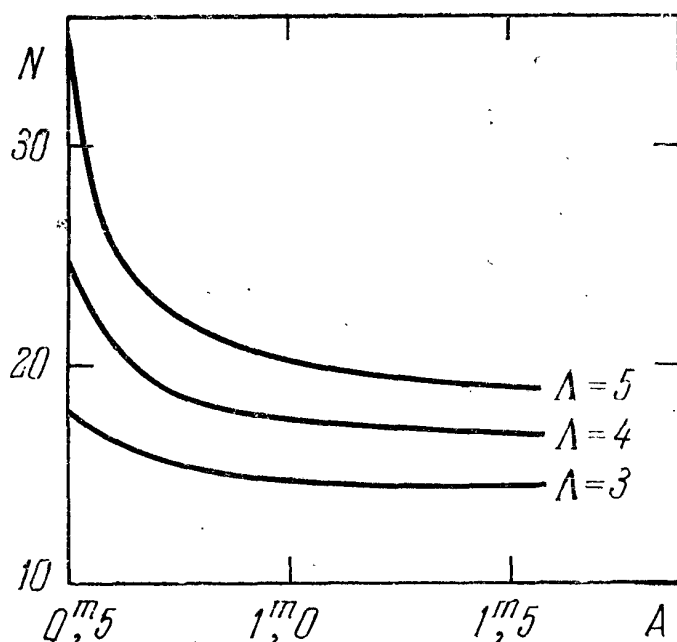


Рис. 93. Зависимость между амплитудой изменения блеска A и числом наблюдений N , необходимых для отыскания периода для различных уровней разрешения Λ .

сопоставлены с параметром $\Delta = \delta m / \bar{A}$ (где δm — ширина полосы средней кривой блеска, полученной для данной переменной звезды, схематически изображенной на рис. 95) и числом использованных наблюдений (открытые кружки соответствуют 20—30, косые крестики — 30—40, кружки с точкой — 40—60, прямые крестики — 60—80 и черные кружки — 80—120 наблюдениям). Следует отметить, что точность наблюдений характеризуется нами не средней квадратичной ошибкой одного наблюдения, а величиной δm , поскольку именно эта величина играет основную роль

при определении величины θ по наблюдениям, приведенным к одному периоду, особенно, если форма кривой блеска переменной меняется.

Рис. 94 позволяет делать некоторые заключения о величине критического параметра θ_0 , которую следует задавать машине для надежного определения периода, в зависимости от числа наблюдений, их

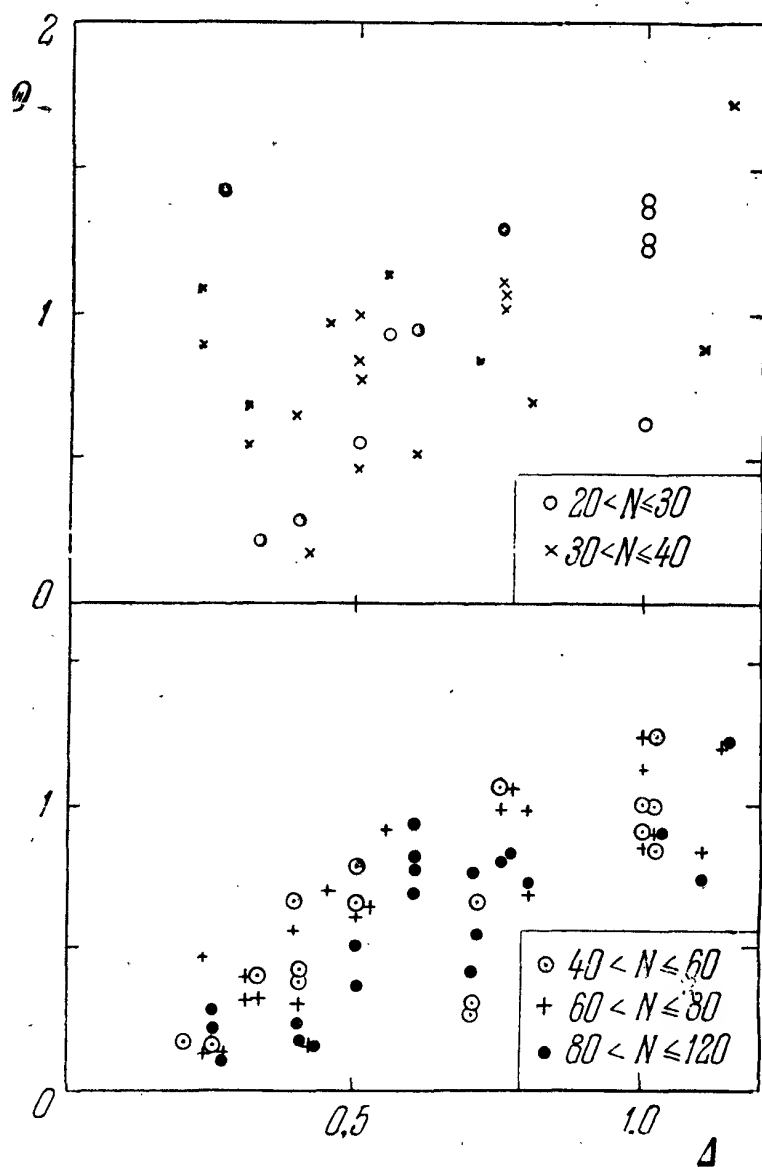


Рис. 94. Зависимость между значениями θ , соответствующими истинным периодам, и величиной параметра Δ при разных значениях N .

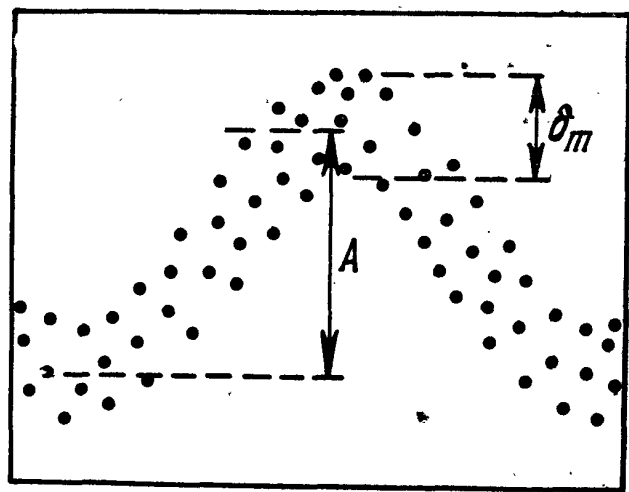


Рис. 95. Схематическое изображение средней кривой блеска переменной звезды.

качества и амплитуды изменения блеска переменной. Мы видим, что чем меньше наблюдений, тем больше флуктуации величины θ . Если число наблюдений меньше 40, зависимость θ от Δ выражена очень слабо, и для θ_0 следует принимать значение 1,8.

§ 3. Описание программы, основанной на принципе Лафлера—Кинмана

1. Подробное описание программ, основанных на принципе Лафлера — Кинмана, приведено в статьях Холопова (1969, 1970). Во второй из них приводится полностью одна из таких программ, составленная для серийных машин типа М-20 и БЭСМ-4, получивших весьма широкое распространение. Это трехадресные машины, выполняющие в среднем около 20 000 операций в секунду и работающие в двоичной системе счисления. Описание этих машин и системы соответствующих команд можно найти в книге Ляшенко (1967).

В рамках настоящей главы мы можем лишь вкратце пояснить, как действует программа, составленная по принципу Лафлера — Кинмана, каковы ее практические возможности, достоинства и недостатки.

2. В машину вводятся четыре массива перфокарт: M_0 , M_1 , M_2 , M_3 . Массив M_0 — программа, M_1 — моменты наблюдений (обычно юлианские дни), обязательно расположенные в порядке возрастания, M_2 — соответствующие этим моментам звездные величины, M_3 — перфокарта, содержащая так называемые параметры счета: θ_0 , θ_1 , θ_2 , θ_3 , $\Delta\phi$, JD_0 , P_0 , P_n , T_0 .

Эти параметры задаются вычислителем на основании предварительного анализа имеющихся наблюдений. Принятые символы имеют следующий смысл.

T_0 — начальный интервал наблюдений, содержащий наиболее плотный и короткий ряд существенно разных оценок блеска, по которым можно определить период.

JD_0 — начало отсчета фаз, обычно совпадающее с началом интервала T_0 .

P_0 и P_n — наименьшее и наибольшее из возможных значений периода переменной. Обычно они легко определяются по характеру изменения блеска переменной.

$\Delta\phi$ — максимальное взаимное изменение фаз точек средней кривой блеска при переходе от одного пробного периода к другому, смежному с ним (см. § 2). Обычно принимается, что $\Delta\phi = 0,1$.

θ_i ($i = 0, 1, 2, 3$) — параметры, характеризующие разброс точек, располагающихся вдоль средней кривой блеска,

соответствующей данному пробному периоду (см. § 2). Обычно мы принимаем, что $\theta_0 = 1,6$, $\theta_1 = 1,5$, $\theta_2 = 1,4$, $\theta_3 = 1,3$.

3. По наблюдениям, содержащимся в начальном интервале T_0 , машина определяет и анализирует все пробные периоды, начиная от P_n до P_0 . При этом используются формулы (9.3) и (9.1).

Все периоды, для которых $\theta < \theta_0$, подвергаются дальнейшему уточнению и проверке по наблюдениям, не попадающим в интервал T_0 . Принцип уточнения вытекает из соотношения (9.3), которое можно записать в виде

$$\Delta\varphi = T_0 (P_{i+1}^{-1} - P_i^{-1}) = T_0 \Delta (P_i^{-1}). \quad (9.4)$$

Для сохранения условия постоянства величины $\Delta\varphi$ с увеличением интервала наблюдений T интервал $\Delta (P_i^{-1})$ между обратными значениями новых соседних пробных периодов должен уменьшаться во столько раз, во сколько увеличивается T .

Программа рассчитана на проведение трех последовательных этапов уточнения пробных периодов. Необходимое число уточнений зависит от величины отношения T/T_0 , где T — полный интервал юлианских дней, охваченный наблюдениями.

Пусть P_1 — некоторый пробный период, для которого на начальном этапе было получено значение параметра $\theta < \theta_0$. Для первого уточнения этого периода машина отбирает все наблюдения, относящиеся к промежутку времени $T_1 = 10 T_0$, содержащему начальный интервал T_0 . Затем она вычисляет по формуле (9.1) значения θ для 11 пробных периодов первого уточнения, определяемых соотношением

$$P_{1\pm i}^{-1} = P_1^{-1} \pm i \cdot \Delta\varphi (10T_0)^{-1}, \quad (9.5)$$

где $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$.

Если для одного или нескольких полученных таким образом периодов величина $\theta < \theta_1$, то эти периоды подвергаются дальнейшей проверке по наблюдениям, заключенным в интервале $T_2 = 100 T_0$, содержащем интервал T_1 . При этом соответствующие значения пробных периодов второго уточнения определяются из соотношения,

подобного соотношению (9.5), с той разницей, что вместо множителя $(10 T_0)^{-1}$ в него входит множитель $(100 T_0)^{-1}$.

Периоды, для которых на втором этапе уточнения величина $\theta < \theta_2$, подвергаются третьему уточнению по наблюдениям, содержащимся в интервале $T_3 = 1000 T_0$, включающем в себя интервал T_2 , причем в соотношение (9.5) вместо $(10 T_0)^{-1}$ вводится уже множитель $(1000 T_0 \varepsilon)^{-1}$, где $\varepsilon = T/T_3$, а i принимает значения от 0 до $[10 \varepsilon]$, где $[10 \varepsilon]$ — ближайшее целое к 10ε число.

Если для данного периода все наблюдения (во всем интервале T) дают среднюю кривую с $\theta < \theta_3$, то эта кривая выдается машиной в виде таблицы фаз вместе с соответствующими значениями периода и θ . Если на данном (i -м) этапе уточнения для всей группы пробных периодов этого уточнения величины θ оказываются больше критического значения параметра θ_i , соответствующего данному этапу уточнения, то это означает, что период P_1 не удовлетворяет наблюдениям, и машина переходит к анализу следующего пробного периода.

По составленной нами программе машина сама определяет, сколько уточнений периода следует выполнить, и автоматически видоизменяет программу для выполнения нужного числа уточнений.

Так, например, если отношение $\varepsilon = T/10 T_0 = 0,12$, т. е. полный интервал наблюдений лишь незначительно превосходит начальный интервал T_0 , то нет никакой необходимости производить уточнение пробных периодов, полученных на начальном этапе, так как уточнить их практически невозможно. В этом случае машина ограничивается выполнением лишь начального этапа программы, но величины θ вычисляются сразу по всем наблюдениям, количество выполняемых пробных периодов удваивается (вместо $\Delta\varphi$ вводится величина $\Delta\varphi/2$), а в качестве критического параметра, управляющего выдачей средних кривых блеска, вместо θ_0 вводится θ_3 .

Аналогичные модификации программы предусмотрены в случаях, когда необходимо провести только одно или два последовательных уточнения пробных периодов. При этом значение θ_0 всегда является верхним пределом величин θ , соответствующих пробным периодам, подлежащим уточнению, а значение θ_3 — верхним пределом величин θ , соответствующих выдаваемым на печать средним кривым блеска.

Истинному значению периода, как правило, соответствует кривая блеска с наименьшим (или близким к наименьшему) значением параметра θ , входящая в наибольшую группу кривых блеска, выданных подряд.

4. Рассмотренная выше программа успешно действует в случае переменных с непрерывным изменением блеска. В частности, она позволяет находить периоды переменных типа WUMa и RRc с плохо выраженными эпохами максимумов и минимумов блеска и периоды спектрально-двойных звезд по их лучевым скоростям. В этих случаях обычная методика определения периодов по экстремумам нередко не дает результатов.

Анализ экстремумов мало эффективен при небольших амплитудах изменения блеска, если точность наблюдений невелика и случайные флуктуации могут быть приняты за реальные изменения блеска. Появление даже одного ошибочного экстремума, вследствие случайной описки в эпохе или ошибки в оценке блеска, может помешать нахождению периода при анализе экстремальных значений блеска.

Изложенный выше метод, как показал опыт, не чувствителен к подобным ошибкам, ибо отдельные точки, выпадающие из общего ряда наблюдений, не оказывают существенного влияния на значение параметра θ .

Но по этой же причине нельзя, пользуясь программой, основанной на принципе Лафлера — Кинмана, определять периоды затменных типа Алголя, характеризующихся постоянством блеска в максимуме и сравнительно узкими острыми минимумами блеска. Очевидно, что в этом случае величины θ не будут заметно меняться при изменении положений изолированных точек, соответствующих минимумах блеска, относительно точек, соответствующих максимальному блеску. Разрешающая способность метода будет крайне низка.

Для решения подобных задач необходимо применение принципиально иных методов анализа.

§ 4. Описание программы для определения периодов по экстремальным значениям блеска

1. В 1969 г. была разработана программа, позволяющая определять периоды по экстремальным значениям блеска переменных (максимумам или минимумам) в слу-

чае, если эти экстремумы достаточно хорошо выражены (Холопов, 1970).

В отличие от программы, описанной выше, эта программа действует почти так же, как человек, ищущий период изменения блеска звезды по экстремумам. Существенной особенностью программы является возможность отыскания периода затменной типа Алголя, имеющей

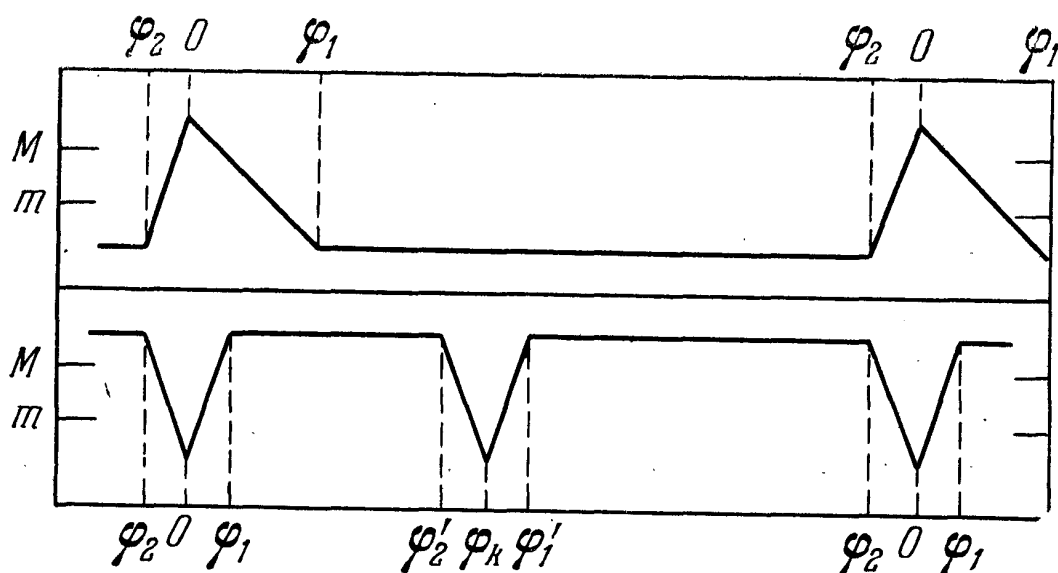


Рис. 96. Схематическое изображение средних кривых блеска затменной переменной типа Алголя (нижняя кривая) и переменной типа анталголя (верхняя кривая).

вторичные минимумы блеска (Min II), сравнимые по глубине с главными (Min I) и расположенные несимметрично относительно главных. Этот случай вызывает наибольшие затруднения при применении обычных методов поисков периода.

В нижней половине рис. 96 схематически изображен график средней кривой блеска затменной типа Алголя со вторичным минимумом. Фаза Min II (φ_k) заключена в пределах $2\varphi_1 < \varphi_k < 2(1 - \varphi_2)$ и в общем случае отличается от $0,5$.

В верхней половине рис. 96 представлен аналогичный график для анталголя. В этом случае нет необходимости предусматривать возможность наличия вторичного максимума.

Для отбора максимумов и минимумов блеска выбирают некоторые величины M и m . Все звездные величины $m_i < M$ считаются максимумами блеска, все величины $m_i \geq m$ — минимумами.

Допустим, для определенности дальнейших рассуждений, что мы ищем период затменной типа Алголя. Если вычислить для всех наблюдений фазы с этим периодом, то из рис. 96 следует, что фазы эпох минимумов блеска не должны попадать в промежутки между φ_1 и φ_2 , а также между φ_1 и φ_2 , занятые фазами максимумов; в свою очередь фазы эпох максимумов не должны попадать в промежутки между 0 и φ_1 , между φ_2 и φ_1 , а также между φ_2 и 1,0.

Зададим некоторые значения φ_1 и φ_2 (определяющие верхний предел ширины главного минимума $D = 1 + \varphi_1 - \varphi_2$), а также некоторую величину $\Delta\varphi_0 = \frac{1}{2} D_0$, где D_0 — нижний предел возможной продолжительности затмения для систем типа Алголя.

Выберем две наиболее хорошо выраженные эпохи минимумов блеска JD_1 и JD_2 ($JD_1 < JD_2$), которые назовем основными. Интервал $T_0 = JD_2 - JD_1$, соответственно, будем называть основным. Если звезда обладает вторичным минимумом, обе основные эпохи должны быть главными либо вторичными минимумами.

Истинный период P_N должен быть близок к отношению T_0/N , где N — некоторое целое число. Пусть возможное значение периода заключено в пределах $P_0 \leq P_N \leq P_n$. Так как $P_i \approx T_0/i$, то $n_1 = [T_0/P_n]$ и $n_2 = [T_0/P_0]$ будут соответственно нижним и верхним пределами значений n , определяющих при данном T_0 все возможные периоды, подлежащие проверке. Квадратные скобки в данном случае означают, что мы берем ближайшие целые к заключенным в скобки величинам числа. Таким образом, число возможных пробных периодов $n = n_2 - n_1 + 1$.

Этот принцип получения пробных периодов был описан и широко применен Курочкиным (1964), предложившим алгоритм поисков периода, частично использованный при создании настоящей программы.

Отберем сначала все эпохи минимумов (Min), а затем и максимумов (Max) блеска, лежащие в интервале T_0 . Один из основных минимумов (JD_1 или JD_2) примем за начальную эпоху счета фаз — JD_0 . Образует разности $JD_i - JD_0$ для всех эпох наблюдений.

2. Пользуясь первым пробным периодом, начнем последовательно вычислять фазы отобранных эпох Min и

Мах, одновременно проверяя условия их взаимной непротиворечивости, сформулированные выше (см. рис. 96).

Рассмотрим отдельно два возможных случая.

а) Если фазы φ_i всех минимумов заключены в пределах $0 \leq \varphi_i < \varphi_1$, $\varphi_2 < \varphi_i \leq 1$, то вторичного минимума нет, и можно переходить к проверке условия $\varphi_1 \leq \Phi_i \leq \varphi_2$, где Φ_i — фазы максимумов.

Если все максимумы удовлетворяют этому условию, значит, первый пробный период не противоречит данным экстремумам, и можно переходить к его уточнению. Процедура уточнения будет описана ниже.

Если в процессе анализа фаз Φ_i встретится противоречие (некоторое Φ_k окажется меньше φ_1 или больше φ_2), то можно зарегистрировать его в счетчике противоречий и сравнить полученное число противоречий t с допускаемым нами числом возможных противоречий s .

Если $t \leq s$ после окончания проверки всех Φ_i , то можно переходить к уточнению первого пробного периода.

Если при проверке некоторого значения Φ_k число t оказывается больше s , то значение Φ_k , вызвавшее переполнение счетчика противоречий, сравнивается с упомянутой выше величиной $\Delta\varphi_0$ (при $0 \leq \Phi_k < \varphi_1$) или $1 - \Delta\varphi_0$ (при $\varphi_2 < \Phi_k \leq 1$).

Если при этом $\Phi_k < \Delta\varphi_0$ или $\Phi_k > 1 - \Delta\varphi_0$, то дальнейшие вычисления Φ_i прекращаются, первый пробный период признается неверным, и начинается аналогичная проверка следующего пробного периода.

Если $\Phi_k \geq \Delta\varphi_0$ или $\Phi_k \leq 1 - \Delta\varphi_0$, то Φ_k начинает играть роль соответственно φ_1 или φ_2 . Послав его в соответствующую ячейку оперативной памяти машины, мы образуем тем самым новое значение φ_1 или φ_2 и повторяем процедуру проверки первого пробного периода до тех пор, пока он либо не будет забракован либо не окажется возможным перейти к его уточнению.

б) Если фаза одного из минимумов φ_k оказывается вне разрешенных пределов нахождения фаз минимумов ($\varphi_1 \leq \varphi_k \leq \varphi_2$), возникает необходимость проверки возможности наличия вторичного минимума.

Мы считаем, что Min II не может быть по фазе слишком близким к Min I. Нижний предел разности фаз Min II — Min I, очевидно, равен D при условии, что спутник в периастре своей орбиты огибает главную звезду, касаясь

ее поверхности. Поэтому мы образуем разность $\varphi_k - \varphi_1$ и сравниваем ее с φ_1 . Если $\varphi_k - \varphi_1 \geq \varphi_1$, образуется разность $\varphi_2 - \varphi_k$, которая сравнивается с $1 - \varphi_2$. Если $\varphi_2 - \varphi_k \geq 1 - \varphi_2$, значит, фаза φ_k отстоит достаточно далеко от Min I и можно принять ее за возможную фазу Min II. В таком случае она заносится в соответствующую ячейку памяти и образуются величины $\varphi_k - \Delta\varphi_0$, $\varphi_k + \Delta\varphi_0$, $\varphi_k - \varphi_1 = \varphi_2$, $\varphi_k + (1 - \varphi_2) = \varphi_1$ (см. рис. 96).

Дальнейшая проверка фаз минимумов происходит уже при условии наличия конкретного вторичного минимума. После этого, как и в случае а), производится проверка фаз максимумов. Если фазы максимумов попадают в запретные пределы, соответствующие значениям φ_1 , φ_2 , φ_1 и φ_2 , последние заменяются этими фазами до тех пор, пока противоречия не исчезают (после чего можно переходить к уточнению данного пробного периода), либо становятся неустраняемыми (после чего мы переходим к вычислению и анализу следующего пробного периода).

Если Min II оказывается по фазе слишком близким к Min I, то это рассматривается как противоречие. Дальнейшее перечисление всех возможных вариантов и условных переходов, могущих встретиться при проверке всех фаз на противоречивость в случае наличия Min II, было бы излишним. Принцип условных переходов в основном должен быть ясен из описания случая а). Полная логическая схема рассматриваемой процедуры приведена в статье Холопова (1970).

3. Перейдем к описанию принципа уточнения пробного периода, удовлетворяющего условиям непротиворечивости фаз экстремумов.

Если основные эпохи JD_1 и JD_2 соответствуют точкам, лежащим на одной и той же (восходящей или нисходящей) ветви кривой блеска, то этот период может быть уже достаточно близок к истинному. Если же эти точки лежат на разных ветвях (рис. 97, а), то необходимо найти значение периода, соответствующее истинному относительному расположению этих точек (рис. 97, б).

При этом машина может выполнить лишь операции вычисления и выдачи фаз, соответствующих различным периодам, незначительно отличающимся от пробного. Выбор же того или иного окончательного значения периода

делает вычислитель на основании вида полученных средних кривых блеска.

Подобно тому как это делается в программе, основанной на принципе Лафлера — Кинмана, мы вычисляем для данного пробного периода P группу периодов первого уточнения:

$$P_i^{-1} = P^{-1} \pm i \cdot \Delta\phi \cdot T_0^{-1},$$

где $i = 0, 1, 2, \dots, 10$, а $\Delta\phi$ — заданное максимальное относительное изменение фаз точек кривой блеска при переходе от одного периода к другому, смежному с ним. Для переменных типа Алголя можно принять значение $\Delta\phi = 0,01$.

Таким образом, в процессе уточнения периода можно раздвинуть основные экстремумы в различных направлениях друг от друга от 0,01 до 0,1 периода по фазе. При каждом таком перемещении на 0,01 повторяется тот же анализ взаимного расположения фаз максимумов и минимумов, как и при проверке основных пробных периодов.

Если ряд наблюдений не ограничен интервалом T_0 , а содержится в интервале T , где $T_0 < T \leq 10T_0$, то вычисляются пробные периоды второго уточнения, а при $10T_0 < T \leq 100T_0$ — пробные периоды третьего уточнения. На подробностях этих вычислений можно не останавливаться.

4. Совершенно очевидно, что в случае, если основными экстремумами являются максимумы блеска (например, острые максимумы переменных типа RRa), можно применить рассмотренный выше алгоритм поисков периода практически без всяких изменений.

Для этого достаточно лишь модифицировать программу таким образом, чтобы вначале в соответствующие ячейки оперативной памяти отбирались эпохи не минимумов, а максимумов блеска, а минимумы располагались после максимумов. При этом следует также отключить группы

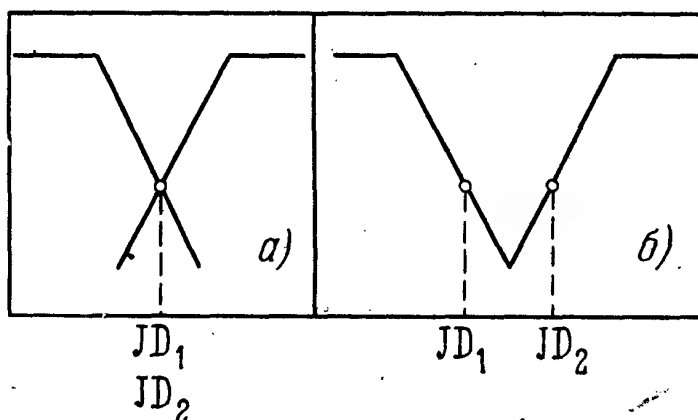


Рис. 97. Уточнение значения периода P (пояснения в тексте).

команд, предназначенные для анализа наличия вторичного экстремума.

Следует иметь в виду, что для правильности работы этой программы необходимо соблюдение двух условий. Обозначим через $\Delta\varphi(M)$ разность фаз точек, соответствующих величине M на смежных ветвях кривой блеска, изображенной в верхней части рис. 96. Через $\Delta\varphi(m)$ обозначим аналогичную разность фаз точек, соответствующих величине m на кривой, изображенной в нижней части рис. 96.

Упомянутые выше условия имеют такой вид:

$\Delta\varphi(m) < D/2$ (для переменных типа Алголя)
и $\Delta\varphi(M) < \alpha$ (для переменных типа RRa).

Здесь D — полная продолжительность минимума блеска, а α — асимметрия кривой блеска.

Первое условие выполняется всегда, если величину m принимать ближе к минимальным, чем к максимальным оценкам блеска. Выполнить второе условие, не зная заранее формы средней кривой блеска, гораздо труднее, так как у переменных типа RRa нисходящая ветвь более пологая, чем восходящая. Если оба основных максимума будут находиться на разных ветвях кривой блеска, может оказаться, что период не будет найден. В таком случае можно повторить вычисления с иной комбинацией основных максимумов, пока оба из них не окажутся принадлежащими одной и той же ветви. Во всех случаях, конечно, в качестве основных следует брать наиболее яркие максимумы.

5. Один из возможных вариантов программы, составленной по описанному выше принципу для машин М-20 и БЭСМ-4, полностью приведен в статье Холопова (1970).

В машину вводятся четыре массива перфокарт (M_0, M_1, M_2, M_3), аналогичные массивам, описанным во втором разделе § 3. Массив M_3 содержит задаваемые вычислителем параметры счета: $JD_1, JD_2, M, m, \varphi_1, \varphi_2, \Delta\varphi_0, \Delta\varphi, s, P_0, P_n, \theta_0$. Все эти обозначения пояснены в разделах 1—3 настоящего параграфа.

Значения M и m должны быть выбраны так, чтобы никакие флуктуации звездных величин не могли привести к ошибочному принятию максимума за минимум или наоборот.

Если величина M не снабжена признаком, программа будет действовать в варианте, определяющем период по минимумам блеска; если снабдить величину M признаком, программа автоматически модифицируется для поисков периода по максимумам блеска.

Для затменных типа Алголя мы принимаем $\varphi_1 = 0,1$, $\varphi_2 = 0,9$, $\Delta\varphi_0 = 0,001$, $\Delta\varphi = 0,01$. Для переменных типа RRa следует брать $\varphi_1 = 0,3 - 0,4$, $\varphi_2 = 0,7 - 0,8$, $\Delta\varphi_0 = 0,01$, $\Delta\varphi = 0,05$. Необходимо иметь в виду, что лучше преувеличивать допускаемую вначале ширину экстремумов (см. рис. 96), чем преиуменьшить ее. Программа, действующая по описанному выше принципу, автоматически уменьшит заданные пределы, если потребуется, но не сможет увеличить их.

В обеих описанных выше программах пробы периодов целесообразно вести в направлении от P_n к P_0 (в сторону уменьшения), поскольку число пробных периодов быстро возрастает с уменьшением величины периода. Если истинный период окажется ближе к верхнему пределу возможных значений, для его отыскания при этом будет затрачено намного меньше машинного времени, чем в случае вычисления пробных периодов в направлении от P_0 к P_n .

Параметр θ_0 , играющий ту же роль, как и в программе, основанной на принципе Лафлера — Кинмана, можно принять равным 1,3. Для затменных типа Алголя вычисление θ не целесообразно; величина θ_0 в этом случае принимается равной нулю и снабжается признаком, вследствие чего автоматически отключается блок вычисления величин θ и сравнения их с θ_0 .

6. Описанная в настоящем параграфе программа предусматривает возможность наличия в массиве M_2 экстремумов только одного вида и поэтому может применяться также в тех случаях, когда известны эпохи только минимумов (переменных типа Алголя) или максимумов блеска (переменных типа RRa и цефеид).

В этом случае массив M_1 содержит только эпохи экстремумов одного вида (максимумов или минимумов), массив M_2 — фиктивные величины максимумов или минимумов, соответствующие этим эпохам, а значения M или m в массиве M_3 должны быть выбраны так, чтобы они обеспечивали отбор упомянутых экстремумов, т. е. нормальную работу программы.

Если переменная явно относится к типу Алголя, но при выбранной паре основных минимумов период найти не удалось, следует повторить вычисления, взяв другую комбинацию основных минимумов в массиве M_3 , с тем чтобы в конце концов оба минимума оказались главными либо вторичными.

§ 5. Достоинства и недостатки существующих программ

1. Совокупность обеих рассмотренных выше программ в принципе полностью решает задачу автоматического определения периодов переменных звезд любых типов, разумеется, в случае, если эти переменные строго периодичны.

Но не следует переоценивать возможности имеющихся машин и, самое главное, программ и требовать от них невозможного.

В настоящее время эти возможности ограничиваются в основном тремя факторами: имеющимся в распоряжении вычислителя машинным временем, числом возможных вариантов решения задачи и неспособностью машины найти правильное решение при малом числе наблюдений. Рассмотрим эти факторы.

2. Первые программы определения периодов переменных звезд, действовавшие по принципу Лафлера — Кинмана (Лафлер, Кинман, 1965; Холопов, 1969), создавались для машин малой мощности, выполнявших от 1700 до 3000 операций в секунду. Очень скоро стало ясно, что эта скорость недостаточна для решения подобных задач. Приходилось расчленять решение на два этапа, предельно уменьшать величину начального интервала T_0 и число используемых наблюдений, что уменьшало степень достоверности получаемых результатов.

Переход к машинам средней мощности типа М-20 и БЭСМ-4 позволил существенно повысить надежность работы программ за счет увеличения значения θ_0 и числа используемых наблюдений, а также увеличить величину интервала T_0 , т. е. использовать сравнительно редкие разрозненные наблюдения, анализ которых был практически недоступен машинам малой мощности. Однако все это в свою очередь влечет за собой увеличение времени вычислений и сводит к минимуму преимущества, даваемые

повышением быстродействия машины. В самом деле, увеличение на начальном этапе значения θ_0 только на 0,1 приводит к возрастанию в 1,5—2 раза числа пробных периодов, подлежащих уточнению.

Равным образом, не следует стремиться к необоснованному увеличению начального интервала T_0 . Формула (9.2) показывает, что число пробных периодов, подлежащих проверке, прямо пропорционально величине начального интервала T_0 . Гистограммы значений θ , соответствующих этим периодам (Холопов, 1969), показывают, что лишь около 10% пробных периодов дают $\theta \leq 1,6$, и, следовательно, подлежат дальнейшему уточнению.

Поэтому, если вместо одного уточнения 10% пробных периодов, найденных по $N(T_0)$ наблюдениям в интервале T_0 , попытаться сразу найти более точное значение периода, вычисляя пробные периоды по всем $N'(T)$ наблюдениям, расположенным в интервале $T = 10 T_0$, придется затратить на порядок больше машинного времени, если $N'(T)$ незначительно превышает $N(T_0)$.

Машинное время t , требующееся для вычисления одного значения параметра θ , быстро возрастает с увеличением числа наблюдений N . Для М-20 можно привести следующую табличку (t выражено в секундах):

N	23	29	38	50	70	100
t	0,375	0,5625	1,000	1,8	3,4	7,2

В основном это время затрачивается на сортировку фаз. Поскольку число элементарных операций при каждой сортировке пропорционально N^2 , то и время счета растет пропорционально квадрату числа наблюдений. Очень важно поэтому, чтобы в программе использовался оптимальный алгоритм сортировки.

Для иллюстрации встречающихся на практике случаев в приводимой ниже таблице содержатся сведения о типе переменной, начальном и полном интервалах T_0 и T , числах наблюдений $N(T_0)$ и $N(T)$, содержащихся в этих интервалах, и машинном времени t , затраченном на поиски периода в указанных пределах P_0 и P_n . В каждом из

рассмотренных случаев производилось два уточнения периода.

Тип	T_0	$N(T_0)$	T	$N(T)$	P_0	P_n	t
RRa	149 ^d	27	2288 ^d	61	0 ^d ,2	0 ^d ,7	30 мин.
EW	149	27	2288	61	0,2	0,5	1 час.
EW	33	35	1451	102	0,25	0,35	45 мин.
EB	210	28	6969	85	0,2	1,0	2 часа.

Таким образом, даже с помощью М-20, процесс полного определения периода по программе, основанной на принципе Лафлера — Кинмана, в некоторых случаях требует десятков минут или нескольких часов машинного времени.

Конечно, всегда можно ограничиться лишь начальным этапом или уменьшить число наблюдений, используемых для нахождения периода, однако совершенно очевидно, что эффективное применение программ, основанных на принципе Лафлера — Кинмана, возможно лишь при использовании машин большой мощности, вроде БЭСМ-6, работающих в 5—10 раз быстрее, чем М-20.

3. Программа, определяющая периоды по экстремумам, действует на порядок быстрее программ, основанных на принципе Лафлера — Кинмана, так как в ней отсутствуют многочисленные операции сортировки, характерные для алгоритма последних.

С помощью этой программы периоды находятся за 5—10 минут и даже за доли минуты, причем тем скорее, чем большее число наблюдений используется для этого. Особенно быстро и, как правило, однозначно период находится в тех случаях, когда имеется несколько соседних наблюдений, относящихся к одному участку восходящей или нисходящей ветви кривой блеска.

Пользуясь программой, основанной на принципе Лафлера — Кинмана, не следует стремиться вводить в машину все имеющиеся в распоряжении наблюдения. Пользуясь же программой, основанной на принципе непротиворечивости фаз экстремумов, наоборот, нужно использовать максимальное число наблюдений.

Однако и при пользовании этой программой нельзя всегда рассчитывать на быстрое и легкое решение задачи. Если для переменной типа Алголя известно лишь несколько изолированных наблюдений блеска в минимуме, число наблюдений в максимуме меньше ста, интервал между основными экстремумами велик, а искомый период меньше одного дня, то машина может выдать огромное количество возможных вариантов решения, разобраться в которых будет довольно трудно. Если машина снабжена устройством для построения графиков, можно облегчить эту задачу, предусмотрев в программе выдачу всех возможных средних кривых блеска в графическом виде. Однако это не всегда возможно.

Кроме того, если звезда имеет вторичный минимум, расположенный несимметрично относительно главных, может оказаться необходимым проделать несколько попыток решения, комбинируя между собой в качестве основных разные минимумы. При этом каждый раз вычислителю придется производить отбор нужного варианта решения из большого числа менее вероятных вариантов. Наконец, случайная ошибка в одном из экстремумов может вообще воспрепятствовать нахождению периода.

Следует также иметь в виду трудности, возникающие в связи с уменьшением разрешающей способности рассмотренных методов при уменьшении точности наблюдений и амплитуды изменений блеска.

4. Отмеченные в предыдущем разделе трудности выбора нужного варианта решения связаны с тем, что машина, в отличие от человека, не в состоянии отличить «правдоподобную» кривую блеска от «неправдоподобной», хотя и удовлетворяющей условию непротиворечивости экстремумов. Нет сомнений, что со временем удастся найти критерии и способы, которые позволят уменьшить количество вариантов решения, выдаваемых машиной в самых неблагоприятных случаях.

Проблема «узнавания» машиной удовлетворяющего человека вида средней кривой блеска, по которому он обычно судит о правильности найденного периода, пока еще далека от решения. Машина оказывается совершенно беспомощной в тех случаях, когда число наблюдений не превосходит 10—15. Между тем, если эти наблюдения расположены на сравнительно небольшом интервале времени,

наблюдатель нередко чувствует, что можно найти период даже по такому ограниченному материалу, и пытается сделать это.

Для определения приближенных значений периодов Ивенс и Юнг (1966) создали специальный прибор, позволяющий видеть на экране осциллоскопа среднюю кривую блеска, соответствующую данному пробному периоду. Блок-схема этого прибора изображена на рис. 98.

Прибор состоит из многоканального анализатора высоты импульсов A , телетайпа K , прецизионного генератора колебаний G , электронного реле R и осциллоскопа O . Анализатор импульсов служит долговременной памятью, 400 каналов (ячеек) которой играют роль последовательных моментов времени. Если промежуток времени, охваченный наблюдениями, составляет M дней, то на каждый канал приходится $M/400$ дней.

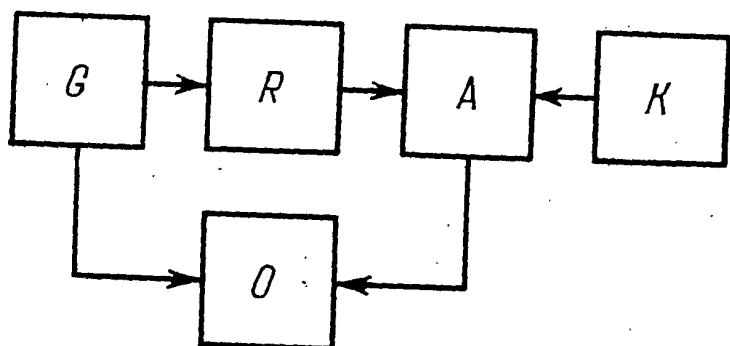


Рис. 98. Блок-схема прибора Ивенса и Юнга для получения на экране осциллоскопа средней кривой блеска для данного пробного периода.

Звездные величины (или лучевые скорости), соответствующие данным эпохам, вводятся в виде чисел в эти каналы (начиная с нулевого) с помощью телетайпа.

Все содержимое памяти может быть считано (без стирания) за $1/25$ секунды и изображено на экране анализатора в виде точек, соответствующих звездным величинам, расположенным в порядке эпох наблюдений. С помощью прецизионного генератора колебаний G , контролирующего скорость считывания, и электронного реле R можно осуществить это считывание по частям, передавая содержимое отдельных последовательных групп ячеек памяти на один общий экран осциллоскопа O . При этом число ячеек n в каждой такой группе пропорционально величине некоторого пробного периода $P = (M/400) n$. Начало каждой группы соответствует фазе 0, а конец — фазе 1.

Таким образом, на экране осциллоскопа O будет наблюдаться средняя кривая блеска, соответствующая данному пробному периоду P . Увеличение частоты колебаний G соответствует уменьшению величины периода P .

Достоинством прибора Ивенса и Юнга является наглядность получаемых результатов и представляемая им возможность использовать для поисков периода даже очень небольшое число наблюдений. Однако и этот прибор, как всякое аналоговое устройство, не освобождает вычислителя от необходимости проверки и уточнения найденных приближенных значений периодов. Поэтому дальнейшая разработка и совершенствование программ определения периодов с помощью электронных цифровых вычислительных машин остается по-прежнему актуальной задачей.

ЛИТЕРАТУРА

И в е н с, 1961 — Evans D. S., ROV № 30.

И в е н с, Ю н г, 1966 — Evans D. S., Young A. T., Obs. 86, 200.

К у р о ч к и н Н. Е., 1964, Астрон. цирк. № 279.

Л а ф л е р, К и н м а н, 1965 — Lafler J., Kinman T. D., ApJ Suppl., № 100, 11, 216—222.

Л я ш е н к о В. Ф., 1967, «Программирование для цифровых вычислительных машин М-20, БЭСМ-3М, БЭСМ-4, М-220», «Советское радио», Москва.

Х о л о п о в П. Н., 1969, Сообщ. ГАИШ № 158.

Х о л о п о в П. Н., 1970, Труды ГАИШ 40, 72.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

Абраменко А. Н. 181, 183—185, 187—192
Абт (Abt H. A.) 263
Агапов Е. С. 183
Ажусенис А. 234, 236—238
Албада ван (Albada van T.S.) 135
Алдусева В. Я. 174
Александр (Alexander J. B.) 230
Алперн (Alpern M.) 169
Анерт (Ahnert P.) 58
Аппенцеллер (Appenzeller J.) 208, 210, 212, 223
Аргеландер (Argelander F.) 45, 49, 50
Аргю (Argue A. N.) 93, 111, 303—305
Арп (Arp H.) 177

Бааде (Baade W.) 113
Бакос (Bakos G. A.) 192
Баппу (Bappu M.K.V.) 263
Барнс (Barnes J. V.) 250
Барткевичюс А. 259
Баум (Baum W.) 186
Бабкок (Babcock H. W.) 208, 212
Беер (Beer A.) 263
Бекер (Becker W.) 225, 232—234, 237, 270, 284
Бербидж (Burbidge E. M.) 239
Бербидж (Burbidge C. P.) 239
Берг ван ден (Bergh van den S.) 268
Бережинский Л. И. 178
Биардслей (Beardsley W. B.) 194
Биге (Bigay J. H.) 292, 294
Бижови (Bijaoui A.) 169
Бишоф (Bischoff W.) 98
Блаау (Blaauw A.) 246
Блажко С. Н. 11, 12, 54
Бланко (Blanco V. M.) 150, 237

Блицстейн (Blitzstein W.) 14⁵
Бойс (Boyse P. B.) 259
Боргман (Borgman J.) 14, 18, 20, 135, 240, 245—248, 250, 254, 265, 268
Брацлавец П. Ф. 179
Брейдо И. И. 185
Брекинридж (Breckinridge J. B.) 172
Бродфут (Broadfoot A. L.) 138
Бролья (Broglia P.) 218
Бростерус (Brosterhus E.) 110
Брэнд (Brand W.J.L.) 172
Бугаенко Л. А. 212, 220
Бугаенко О. И. 212, 218, 220
Бутслов М. М. 167, 176, 177
Бэр (Behr A.) 208, 209, 223

Вайтбрехт (Weitbrecht R. H.) 143
Валах М. Я. 178
Валлерштейн (Wallerstein G.) 239, 248
Вальравен (Walraven J. H.) 242—244, 246, 268
Вальравен (Walraven T.) 242—244, 246, 268
Вамплер (Wampler E. J.) 135, 194
Ван-Гент (Van-Gent H.) 21, 24, 25, 27, 44
Ван-Райн (Van Rhijn P. J.) 286, 287, 293
Вейнберг В. Б. 178
Вейсманн У. К. 147
Вейстроп (Weistrop D.) 264
Велау (Wehlau W. H.) 113
Венедиктов Н. Я. 182, 194
Весселинк (Wesselink A. J.) 221
Вильямс (Williams A. D.) 93, 98, 112, 113

- Вильямс (Williams J. A.) 265
 Вишневский (Wisniewski W. Z.) 240, 241
 Волков И. В. 173
 Вольф (Wolff S. C.) 264
 Ворошилов Ю. В. 189
 Врис де (Vries de M.) 146
 Вуд (Wood H. J.) 138, 264, 268
 Вурмус (Wurmus H.) 98

 Галинский Н. Д. 182, 183
 Гардинер (Gardiner A. J.) 143
 Гаскойн (Gascoigne S. C. B.) 231, 232
 Герельс (Gehrels T.) 208, 210, 218, 223
 Герцшпрунг (Hertzsprung E.) 70, 72, 75
 Гершберг Р. Е. 177
 Гильденкерн (Gyldenkerne K.) 264, 265, 267, 269
 Глушневa И. Н. 174
 Голэ (Golay M.) 229, 248, 250
 Гольсон (Golson J. C.) 263
 Григорян К. А. 208, 209
 Грин (Green M.) 194
 Гринстейн (Greenstein J. L.) 177
 Гриффин (Griffin R. F.) 266
 Гуревич С. Б. 179, 182
 Гутierrez-Морено (Gutierrez-Moreno A.) 138, 151, 154
 Гюнтер (Günther S.) 229

 Данлэп (Dunlap J. R.) 188, 190, 192, 193
 Данхэм (Dunham T.) 178
 Демерс (Demers S.) 237
 Детре (Detre L.) 86
 Дци (Yutzy C.) 186
 Джойнер (Joyner M. C.) 284, 286, 288
 Джонс (Jones W.) 98
 Джонсон (Johnson H. L.) 104, 125, 128, 131—133, 143, 145, 227—229, 232—237, 239—242, 247, 288, 290, 292, 298, 302
 Джонсон (Johnson H. R.) 173
 Дибай Э. А. 174
 Диминг (Deeming T. J.) 265, 269
 Димов Н. А. 145, 208, 211, 219
 Домбровский В. А. 199, 207, 208

 Доуэ (Doe L. A.) 178
 Драгомирецкая Б. А. 89
 Дубяго А. Д. 70
 Дуглас (Douglass G. G.) 237
 Дюфло (Duflot R.) 169
 Дюшен (Duchesne M. C.) 168, 169, 172

 Ежикевич (Jerzykiewicz M.) 158, 159, 162, 163
 Епишев В. П. 191
 Есипов В. Ф. 173, 174
 Ефимов Ю. С. 190, 208, 212—214, 216, 218, 221, 222,
 Ефремов Ю. И. 68

 Завойский Е. К. 176, 177
 Зверев М. С. 45, 50, 53, 54, 56, 58, 83
 Зданавичюс К. 226, 252, 253, 256
 Зеленский С. И. 179
 Зил ван дер (Ziel van der A.) 120

 Ивенс (Evans D. S.) 310, 328
 Имберсон (Emberson D. L.) 178
 Ириарте (Iriarte B.) 240, 292
 Истомин Л. Ф. 181, 189, 191
 Ищенко И. М. 90

 Какарас Г. 259
 Канаваджиа (Canavaggia R.) 231
 Каптейн (Kapteyn J. C.) 286, 287
 Катаев С. И. 179
 Квиз (Kviz Z.) 38—40
 Кинг (King E. S.) 226
 Кинман (Kinman T. D.) 308—311, 313, 324
 Кларк (Clarke D.) 205, 206, 208—210
 Кнаппенбергер (Knappenberger P. H.) 174
 Код (Code A. D.) 230
 Козловский И. 181
 Койн (Coyne G. v.) 223
 Кокс (Cox A. N.) 295, 296
 Костыков Ю. С. 179
 Красовский В. И. 173
 Крауфорд (Crawford D. L.) 249, 250, 261, 262, 264, 265, 268
 Крафт (Kraft R. P.) 264, 266
 Крон (Kron G. E.) 170, 172, 228, 230—232, 239
 Крушевский (Kruszewski A.) 259

- Кузинс (Cousins A. W. J.) 237, 241, 242, 295
 Кукаркин Б. В. 45, 68
 Кульчицкий А. П. 140
 Курочкин Н. Е. 14, 15, 21, 35, 38, 40, 41, 89, 90, 318
 Кэмпбелл (Campbell L.) 45, 85

 Лайнерт (Leinert Ch.) 208, 212
 Лаллеман (Lallemant A.) 168, 169, 172
 Ласкер (Lasker B. M.) 135
 Латам (Latham A. S.) 247
 Лафлер (Lafler J.) 308—311, 313, 324
 Левинстейн (Levinstein H.) 128
 Лейк (Lake R.) 237, 242
 Ленувель (Lenouvel F.) 172
 Ливингстон (Livingston W. C.) 167, 178, 181, 185, 188
 Ливитт (Leavitt H. S.) 226, 282, 297
 Линдبلاد (Linblad B.) 260, 264
 Линдс (Lynds C. R.) 177, 178
 Лисица М. П. 178
 Лоден (Loden K.), 203, 291, 293
 Лоден (Loden L. O.) 208, 209
 Локвуд (Lockwood G. W.) 138, 266
 Лоу (Low F. J.) 240
 Лоуренс (Lawrence L. C.) 302
 Лукацкая Ф. И. 90
 Лэндолт (Landolt A. U.) 178
 Люнель (Lunel M.) 294
 Ляшенко В. Ф. 313

 Майкезелл (Mikesell A. H.) 208, 211
 Майнер (Miner E. D.) 265
 Макартур (MacArthur J. W.) 240
 Мак-Ги (McGee J. D.) 171, 177, 182, 183
 Мак-Клур (McClure R. D.) 268
 Мак-Куллоу (McCullough J. R.) 163
 Маковеев В. 181
 Малахов И. К. 194
 Мальборо (Malborough J. M.) 163
 Мандер (Mander J.) 261, 262
 Марков А. В. 93
 Мартынов Д. Я. 69, 98,
- Матягин В. С. 99
 Мейалл (Mayall N. U.) 228, 232
 Мейкляр П. В. 93
 Мелбурн (Melbourne W. G.) 239
 Мельников О. А. 167
 Мендоза (Mendoza E. E.) 240
 Миан (Mianes P.) 231
 Миллер (Miller J. S.) 194
 Милликэн (Millikan A. J.) 186
 Милсон (Milson A. S.) 177
 Миронов А. В. 189
 Митчелл (Mitchell R. J.) 128, 131, 132, 145, 237, 240, 247, 292
 Михалков К. В. 179
 Морган (Morgan W. W.) 104, 125, 229, 233, 234, 236, 237, 298
 Мороз В. И. 127, 143

 Нефф (Neff J. S.) 259
 Никонов В. Б. 152, 226, 229, 237, 252, 270
 Нудженко А. 86
 Нуклес (Knuckles C. F.) 237

 Ок (Oke J. B.) 138, 139, 145
 Олсен (Olsen E. H.) 259
 Остерхоф (Oosterhoff P. Th.) 244

 Папиашвили (Papiashvili J. J.) 135, 172
 Паренаго П. П. 45, 68, 281, 286, 296
 Паркхерст (Parkhurst J. A.) 226
 Пауэлл (Powell J. R.) 177
 Пейджел (Pagel B. E. J.) 231
 Пейтреман (Peytremann A.) 135
 Перри (Perry Ch.) 248—252
 Петри (Petrie R. M.) 263
 Петриц (Petritz R. L.) 129, 131
 Петров П. П. 184, 191
 Пикеринг (Pickering E. C.) 45, 50, 226, 282, 286
 Пит (Peat D. W.) 264, 266
 Плакидис (Plakidis S.) 83
 Плаут (Plaut L.) 14, 31—34, 40
 Полосухина Н. 222
 Поппер (Popper D. M.) 172
 Прагер (Prager R.) 45, 57
 Прайс (Price M. J.) 264, 266

- Престон (Preston G. W.) 264
 Прокофьева В. В. 181, 184, 187—192
 Проник В. И. 174
 Пурбосисвойо (Purbosiswojo K.) 100, 102, 103
 Пургатхофер (Purgathofer A. Th.) 289

 Реддиш (Reddish V. C.) 302
 Редман (Redman R. O.) 266, 269
 Рихтер (Richter G.) 29, 31
 Ричмонд (Richmond M. L.) 286, 288
 Рожковский Д. А. 14
 Росселевич И. А. 179
 Руфенер (Rufener F.) 138, 248
 Рэндолл (Randall R. P.) 177

 Саакян Р. А. 38, 40
 Садикова Л. И. 182
 Сандерс (Sanders W. L.) 299
 Саттаров Д. К. 178
 Свидерскене З. 256
 Седдон (Seddon H.) 98
 Сендидж (Sandage A. R.) 239
 Серковский (Serkowski K.) 159, 162, 163, 202, 207, 218, 220
 Синнерстад (Sinnerstad U.) 264
 Сирс (Seares F. H.) 226, 282—284, 286, 287, 288
 Скарф (Scarfe C. D.) 266
 Слуцкий М. Е. 140
 Смак (Smak J.) 268
 Смит (Smith J. L.) 231
 Смит (Smith M. J.) 172, 248
 Смолкин Г. Е. 177
 Станден (Standen P. R.) 177
 Старикова Г. А. 36
 Стеббинс (Stebbins J.) 227—231, 236, 283, 288, 290
 Sterne T. E.) 83—87
 Стой (Stoy R. H.) 237, 241, 242, 295
 Сток (Stock J.) 93, 98, 112, 113, 150, 151, 154—157, 163, 164
 Стоккон (Stockon A. N.) 178
 Страйжис В. 226, 233, 234, 236—238, 241, 250, 252, 253, 255, 256, 259, 270
 Стремгрэн (Strömngren B.) 248—252, 260—262, 264, 268
 Суджюс Ю. 237, 256

 Теб (Tebbe P. L.) 264
 Терез Э. И. 136, 137
 Теска (Teska T. M.) 208, 210
 Тиссен (Thiessen G.) 218
 Трамбоу (Trumbo D. E.) 177
 Тринор (Treanor P. H.) 218
 Тулл (Tull R.—J.) 127

 Уайт (White H. S.) 231, 232
 Уайтфорд (Whitford A. E.) 227—231, 236, 283, 288, 290
 Уивер (Weaver H.) 93, 99
 Уилди (Wildey R. L.) 239
 Уокер (Walker M. F.) 169, 172, 280
 Уолборн (Walborn N. R.) 223
 Уоттс (Watts R. N.) 195

 Ферни (Ferne J. D.) 163, 262, 266, 269
 Фесей (Facey R. A.) 134
 Фицджеральд (Fitzgerald M. P.) 237
 Флоря Н. Ф. 54, 83, 85
 Форд (Ford W. K.) 177
 Фредерик (Frederick L. W.) 173, 174
 Фэй (Fay T. D.) 173

 Хайнек (Hynek J. A.) 188, 190, 192
 Хамфри (Humphrey J. N.) 129, 131
 Хансен (Hansen J. R.) 194
 Харди (Hardie R. H.) 148, 158
 Хардорп (Hardorp J.) 93, 114
 Харитонов А. В. 134
 Харрис (Harris D. L.) 229, 236
 Хевитт (Hewitt A. V.) 170, 177
 Хелт (Helt B. E.) 259, 267
 Хельфер (Helfer H. L.) 239
 Хенри (Henry R. C.) 266
 Хилтнер (Hiltner W. A.) 145, 167, 169, 176, 199, 207—209, 219, 223
 Хог (Hoag A. A.) 263, 302
 Холл (Hall R. C.) 199, 208, 210, 211, 222
 Холопов П. Н. 36, 60, 95, 191, 310, 313, 317, 320, 322, 324, 325
 Хоффлейт (Hoffleit D.) 68, 69

- Хоффмейстер (Hoffmeister C.) 13, 27, 31
 Хромов Л. И. 179
 Цесевич В. П. 68, 89
 Чечик Н. О. 127
 Чинкарини (Chincarini G.) 172
 Чугайнов П. Ф. 94, 177
 Шалонж (Chalonge D.) 248
 Шаров А. С. 298, 299
 Шарпе (Sharpe J.) 123
 Шаховской Н. М. 208, 211, 212, 216, 218, 219, 221, 222
 Шварцшильд (Schwarzschild K.) 226
 Швассман (Schwassman A.) 293
 Шевченко В. С. 175
 Шерклифф (Shercliff W.) 202, 206
 Шилд (Schild R. E.) 139, 219
 Шмаков П. В. 179
 Шмидт (Schmidt K. H.) 230
 Шмидт-Калер (Smidt-Kaler Th.) 238
 Шопинэ (Chopinet M.) 169
 Штейнлин (Steinlin U.) 233, 270
 Шульте (Schulte D. H.) 302
 Шуман (Schumann J. D.) 194
 Щеглов П. В. 167, 173
 Эгген (Eggen O. J.) 227, 239, 241, 242, 260
 Эддингтон (Eddington A. S.) 83, 87
 Эйбс (Abes H. D.) 170
 Эльвиус (Elvius A.) 208, 209, 291, 292, 293
 Энгберг (Engberg M.) 208, 209
 Эпик (Opik E.) 36, 37
 Эрей (Airey R. W.) 177
 Эстрин П. И. 178
 Юнг (Young A. T.) 135—137, 163, 236, 328
 Якимова Н. Н. 299
 Яккиа (Jacchia L.) 45
 Яковлев Н. И. 12
 Яллоп (Yallop B. D.) 230

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

под ред. В. Б. Никонова

Серия: «Нестационарные звезды
и методы их исследования»

М., 1971 г., 336 стр. с илл.

Редакторы Г. А. Пономарева, Г. С. Куликов

Техн. редактор И. Ш. Аксельрод

Корректоры Е. А. Белицкая, Н. Д. Дорохова

Сдано в набор 25/I 1971 г.
Бумага $84 \times 108 \frac{1}{32}$.
Условн. печ. л. 17,64.
Тираж 1700 экз. Т-09635.
Заказ № 1856.

Подписано к печати 9/VI 1971 г.
Физ. печ. л. 10,5.
Уч.-изд. л. 17,44.
Цена книги 1 р. 72 к.

Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической литературы
Москва В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука»
Москва, Шубинский пер., 10

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва В-71, Ленинский проспект, 15

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ ПО АСТРОНОМИИ:

Белопольский А. А., Астрономические труды. Научно-биографический очерк и комментарии О. А. Мельникова, Гостехиздат, 1954, 320 стр., 69 к.

Всехсвятский С. К., Физические характеристики комет, Физматгиз, 1958, 575 стр., 2 р. 70 к.

Галилей Г., Диалог о двух главнейших системах мира: птоломеевой и коперниковой, перев. с лат., Гостехиздат, 1948, 380 стр., 1 р. 86 к.

Грушинский Н. П., Теория фигуры Земли, Физматгиз, 1963, 446 стр., 84 к.

Зверев М. С., Методы изучения переменных звезд, Гостехиздат, 1947, 559 стр., 25 к.

Ковальский М. А., Избранные работы по астрономии, Гостехиздат, 1951, 206 стр., 69 к.

Ловелл Б., Метеорная астрономия, перев. с англ., Физматгиз, 1958, 487 стр., 1 р. 78 к.

Мензел Д. Г., Наше Солнце, перев. с англ., Физматгиз, 1963, 328 стр., 79 к.

Меррилл П., Линии химических элементов в астрономических спектрах, перев. с англ., Физматгиз, 1959, 192 стр., 50 к.

Шаронов В. В., Планета Венера, «Наука», 1965, 252 стр., 76 к.

Шаронов В. В., Природа планет, Физматгиз, 1958, 552 стр., 1 р. 91 к.

Щеглов П. В., Электронная телескопия, Физматгиз, 1963, 196 стр., 63 к.

Индивидуальные покупатели могут приобрести эти книги в местных книжных магазинах, распространяющих литературу данной тематики.

При отсутствии литературы на месте заказы можно направлять по адресу: Москва, К-50, ул. Медведева, 1, магазин № 8 Москниги, отдел «Книга — почтой».

Книги будут высланы наложенным платежом.